HAL
open science

Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt

Sébastien Merlet

To cite this version:

Sébastien Merlet. Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Observatoire de Paris, 2010. Français. NNT : . tel-00517127

HAL Id: tel-00517127

https://theses.hal.science/tel-00517127

Submitted on 13 Sep 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

OBSERVATOIRE DE PARIS
LNE-SYRTE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

spécialité : Astronomie et Astrophysique

mention : Instrumentation

présentée par
Sébastien MERLET

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Observatoire de Paris

sujet de thèse :

Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt

soutenue le 5 juillet 2010 devant le jury composé de

M.	R.	BAYER	Examinateur
M.	F.	BIRABEN	Rapporteur
M.	M.	DIAMENT	Directeur de thèse
M.	N.	DIMARCQ	Directeur de thèse
M.	P.	ENCRENAZ	Président du jury
M.	O.	FRANCIS	Rapporteur
M.	F.	PEREIRA DOS SANTOS	Examinateur
M.	P.	SZRIFTGISER	Examinateur

Remerciements

Je tiens à remercier Messieurs Philip Tuckey, alors directeur du SYRTE et Marc Mortureux, alors directeur du LNE, d'avoir rendu possible ma mise à disposition au LNE-SYRTE. J'ai alors été accueilli dans l'équipe Capteurs Inertiels & Interférométrie Atomique d'Arnaud Landragin pour travailler avec Franck Pereira Dos Santos sur l'expérience de gravimètre atomique. Je les remercie vivement pour cet accueil et pour m'avoir guidé durant ma thèse. Je remercie également Noël Dimarcq et Michel Diament d'avoir accepté de diriger mes travaux. Je remercie chaleureusement André Clairon pour son implication dans ce travail, de ma mise à disposition à la soutenance, cette expérience lui doit énormément comme beaucoup d'autres au laboratoire.

Je voudrais remercier François Biraben et Olivier Francis d'avoir accepté d'être rapporteur pour ce mémoire et d'avoir ainsi marqué leur intérêt pour mon travail de recherche couvrant deux domaines d'activité différents dont l'un des deux ne leur était pas forcément familier. Je remercie Pierre Encrenaz d'avoir participé et présidé le jury ainsi que Roger Bayer et Pascal Szriftgiser pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Je remercie les thésards qui m'ont précédé sur l'expérience, à mon arrivée, Patrick Cheinet allait soutenir la première thèse sur le gravimètre atomique, sa rédaction m'a permis de débuter mon apprentissage. Julien Le Gouët lui a succédé en tant que plus ancien thésard présent et m'a alors initié au fonctionnement de l'expérience. Quentin Bodart, le quatrième doctorant en est déjà à la rédaction de son manuscrit, nous avons longtemps travaillé ensemble à Trappes comme à Paris. Depuis, Tristan Farah poursuit son travail, je les remercie tous pour le travail effectué et à venir. Plusieurs post-doctorants ont eu une implication majeure dans l'avancement de l'expérience de gravimètre atomique avant d'obtenir un poste dans leur pays respectif : Jaewan Kim, Tanja Melhstäubler et Nicola Malossi. L'arrivée d'Anne Louchet-Chauvet et sa rapide prise en main de l'expérience en 2010 m'a permis de me consacrer à la

rédaction de mon manuscrit. Je les remercie tous pour leur aide et ce qu'ils m'ont apporté. Je remercie encore tous les permanents de l'équipe, Arnaud, Franck et André, pour l'excellente ambiance de travail qui y règne et pour m'avoir proposé ce poste. Depuis Carlos Garrido Alzar nous a rejoint, ajoutant encore des compétences à notre équipe et un plus de bonne humeur. J'ai côtoyé durant ma thèse plusieurs thésards de l'expérience fondatrice de l'équipe Capteurs Inertiels & Interférométrie Atomique, le gyro-accéléromètre : Benjamin Canuel et Alexandre Gauguet étaient présents avant mon arrivée, je les remercie pour leurs discussions dans l'atelier 4 qui ont participé à mon initiation à l'interférométrie atomique. Thomas Lévèque leur a succédé, je le remercie pour tout le travail commun que nous avons effectué, tant expérimental que rédactionnel, la mise en page de mon manuscrit lui doit beaucoup. Je remercie également les autres compagnons thésards que j'ai côtoyé au SYRTE.

Cette expérience doit également beaucoup à tous les services communs du laboratoire et de l'Observatoire. J'associe grandement à la réalisation du gravimètre toute l'équipe mécanique de David Holleville, que ce soit pour la mise en plan, initiée par Armel Legrand puis poursuivie par Bertrand Venon ; pour la réalisation des pièces : Jean-Pierre Aoustin, Jean-Jacques Bousquet et Laurent Pelay, merci de m'avoir reçu sympathiquement à chacune de mes visites ; et également leur assemblage et mise à vide : Annie Gérard relayée par Florence Cornu. J'associe également toute l'équipe électronique de Michel Lours au bon fonctionnement du gravimètre, ses conseils et ceux de Laurent Volodimer m'ont été précieux, merci de nous recevoir également sympathiquement avec désormais José Pinto Fernandes qui qui apprend sûrement beaucoup à vos côtés. Je remercie également Pascal Blondé, Emmanuel puis maintenant Gilles du service informatique et Marine Pailler et son équipe pour résoudre nos problèmes administratifs. Outre l'apport de ces services communs, je remercie l'ensemble des membres du laboratoire, de Giorgio aux nombreux Pierre pour leurs discussions et conseils à la machine à café, dans les couloirs ou sur le chemin du métro.

Une grande partie de la compréhension géophysique de ce travail revient à Michel Diament qui m'a initié à ce domaine qui m'était étranger. Il m'a présenté l'activité et leurs acteurs. Merci à ce monde sympathique de la géophysique, je n'y ai rencontré que des personnes agréables qui m'ont très gentiment accueilli et ont toujours répondu à mes interrogations durant ma thèse. J'associe bien sûr à ce travail de gravimétrie "Sacha" Alexander Kopaev avec qui nous avons collaboré sur les marées et la modélisation, Olivier Francis pour son travail sur l'approfondissement des

marées et nos discussions, Vojtech Palinkas, Jakob Kostelecky, Nicolas Le Moigne, Thomas Jacob et Sébastien Deroussi pour être venu effectuer la première comparaison à Trappes. Je remercie Leonid Vitushkin, Zhiheng Jiang et Lennart Robertsson pour leur accueil à l'ICAG'09, Ludger Timmen et Olga Gitlein et mes collègues du WP3 du projet e-MASS, Giancarlo D'Agostino, Claudio Origlia et Henri Baumann pour nos discussions sur l'exactitude des gravimètres absolus.

Ce travail de gravimétrie n'aurait pas existé sans le projet de balance du watt dirigé par Gérard Genevès. Je le remercie pour son implication et son intérêt pour mon travail et son soutien. Je remercie également tous les membres participant ou ayant participé à ce projet : Pierre Gournay, Christian Hauck, Patrick Juncar, Patrick Pinot, Jean David, François Villar ... et désormais Franck Bielsa, Yves Briand et Patrick Espel ainsi que les nombreux thésards ayant contribué à cette expérience.

J'ai bien sûr une pensée pour mes collègues de la rue Gaston Boissier et aux personnels qui composent ou composaient les équipes des activités que je suivais en tant que chargé de programme. J'ai beaucoup appris auprès d'eux.

Enfin, je veux remercier Karina et Taira, pour leur soutien et leur compréhension durant ce travail, mes parents, ma soeur, ma famille et mes amis qui me supportent depuis longtemps avec une mention particulière à Valérie pour la relecture attentive de ce manuscrit.

Merci à tous.

Table des matières

1 Introduction **1**

1.1 Gravimétrie 1

1.2 Kilogramme et SI 6

1.3 Plan du mémoire 9

2 Transfert de g pour la balance du watt **11**

2.1 Balance du watt 11

2.1.1 Principe 12

2.1.2 Relation entre kilogramme et constante de Planck 13

2.1.3 Les projets de balance du watt 14

2.1.4 Résultats 15

2.1.5 La balance de watt du LNE 16

2.2 Le site et les laboratoires 17

2.3 Gravimètre relatif CG5 22

2.3.1 Fonctionnement du gravimètre 22

2.3.2 Caractérisation du CG5 S105 24

2.4 Variations et corrections de l'accélération de la pesanteur 29

2.4.1 Marées 29

2.4.2 Pression atmosphérique 32

2.4.3 Mouvement du pôle 33

2.4.4 Nappes phréatiques 34

2.5 Cartographie 35

2.5.1 Conditions de mesures 36

2.5.2 Gradients verticaux de gravité (vgg) 37

2.5.3 Cartographie horizontale 38

2.5.4 Lien entre les deux massifs 39

2.5.5 Comparaison avec des mesures absolues 41

2.6 Modélisation des variations de gravité 43
2.7 Effet de la balance du watt sur la gravité 45
2.8 Conclusion 45

3 Gravimétrie atomique 47
3.1 Transitions Raman stimulées 47
3.1.1 Condition de résonance 48
3.1.2 Evolution du système 49
3.1.3 Impulsions $\pi/2$ et π 50
3.1.4 Sélectivité en vitesse 51
3.1.5 Intérêt 51
3.2 Interféromètre atomique 52
3.2.1 Principe 52
3.2.2 Fonction de sensibilité 53
3.2.3 Sensibilité à l'accélération de la pesanteur 53
3.2.4 Cycle de mesure 56
3.2.5 Algorithme de mesure 57
3.2.6 Faisceaux Raman 58
3.3 Effets systématiques 60
3.3.1 Effets communs aux gravimètres optiques et atomiques 60
3.3.2 Effets propres aux gravimètres atomiques 67
3.4 Prototype 70
3.4.1 Banc optique compact 70
3.4.2 Contrôle des fréquences et mesure de g 72
3.4.3 Enceinte 75
3.4.4 Détection 76
3.4.5 Isolation des vibrations 76
3.5 Performances et limites 78
3.5.1 Sensibilité court terme 78
3.5.2 Sensibilité long terme 80
3.5.3 Exactitude 80
3.6 Dernières expérimentations 83
3.7 Conclusion 84

4 Nouveau gravimètre absolu 85
4.1 Descriptif 85

4.1.1 Schéma général 86
4.1.2 Enceinte à vide 86
4.1.3 Structure 88
4.1.4 Blindages et champ magnétique résiduel 89
4.1.5 Piégeage des atomes 92
4.1.6 L'axe Raman 93
4.1.7 Détection 101
4.1.8 Dispositif final et mobilité du gravimètre 106
4.2 Mesures 107
4.2.1 Configuration de mesure 108
4.2.2 Stabilité 109
4.2.3 Effets systématiques 111
4.2.4 Résultats de comparaisons absolues 117
4.3 Conclusion 120

5 Conclusion 123
5.1 Conclusions sur ce travail 123
5.2 Perspectives 125

A Grandeurs physiques de l'atome de ^{87}Rb 129

B Ecart-type d'Allan 131

C Trois dernières expérimentations avec le prototype 133

Bibliographie 153

Chapitre 1

Introduction

1.1 Gravimétrie

La mesure de l'accélération de la pesanteur terrestre g est utilisée dans de nombreux domaines tels que la géophysique, la géodésie, la navigation, la physique fondamentale et également la métrologie [1]. En géophysique, l'analyse et la modélisation des variations spatiales ou temporelles du champ de pesanteur permettent d'avoir accès à la structure en densité du globe terrestre et à ses éventuelles variations. Les applications concernent la physique du globe, le génie civil ou encore la vulcanologie, l'étude des ressources naturelles et l'hydrologie. Citons enfin qu'en géodésie, la connaissance des anomalies de pesanteur permet de déterminer la distance du géoïde par rapport à un ellipsoïde de référence.

L'accélération de la pesanteur s'exprime en $m.s^{-2}$ dans le système international (SI). Néanmoins, les géophysiciens continuent d'utiliser une unité de l'ancien système CGS : le *Gal* [2] ainsi nommé en l'honneur de Galilée. Je serai également amené à utiliser cette unité.

$$1\ Gal\ =\ 1\ cm.s^{-2}\ \text{ et donc }\ 1\ \mu Gal\ =\ 10^{-8}\ m.s^{-2}\ \approx\ 10^{-9}\ <g> \tag{1.1}$$

Un point massique à la surface de la Terre subit l'accélération de la pesanteur. Elle résulte des attractions newtoniennes des masses de tous les corps, proches ou lointains et de l'accélération centrifuge due à la rotation de la Terre. En pratique, on se restreint aux corps dont le rapport de la masse sur le carré de la distance est suffisamment important pour jouer un rôle au niveau de l'exactitude de mesure souhaitée. Du fait de la rotation, le rayon terrestre est plus grand à l'équateur qu'aux pôles où l'accélération centrifuge est plus faible. Finalement, l'accélération de la pesanteur est plus faible à l'équateur ($\sim 9,78\ m.s^{-2}$) qu'aux pôles ($\sim 9,83\ m.s^{-2}$).

Hormis l'attraction de la Terre, d'autres éléments du système solaire influent sur l'accélération de la pesanteur. La Lune (peu massique mais très proche) et le Soleil (éloigné mais très massique) exercent des attractions significatives. Leur effet varie avec leur position relativement au mesurande. Les autres éléments macroscopiques inclus dans le laboratoire sont également susceptibles d'influer sur la valeur de g car comme nous le verrons rapidement, nous cherchons à déterminer g avec une incertitude relative de 10^{-9}. Pour ce niveau d'exactitude, la gravité en un point est modifiée de 1 μGal par tout objet de masse ponctuelle de 10 kg situé à moins de 26 cm de ce point suivant la verticale. Les variations de position en altitude modifient g de l'ordre de 3 $\mu Gal.cm^{-1}$, rendant nécessaire la connaissance des différences de hauteurs entre les points mesurés et l'étude des gradients verticaux.

Il y 300 ans, on mesurait la gravité avec des pendules puis au début du vingtième siècle, le baron R. von Eötvös, géophysicien hongrois, mit au point une balance de torsion permettant de mesurer les gradients horizontaux [3]. Ce type d'instrument a été utilisé de façon intensive aux débuts de l'exploration minière jusque 1939 [1]. Les gravimètres relatifs ont ensuite été mis au point et ont supplanté les balances de torsion. Ils permettent de mesurer une variation de l'accélération de la pesanteur et non une valeur absolue. On parlera des gravimètres relatifs au chapitre 2. Les pendules sont des gravimètres absolus mais ne permettent pas d'obtenir des exactitudes meilleures que le $mGal$ (10^{-5} $m.s^{-2}$). Les pendules réversibles ont néanmoins permis d'obtenir des mesures avec de meilleures exactitudes mais ont été abandonnés en 1970. Les gravimètres absolus sont aujourd'hui basés sur l'observation de la chute libre d'un corps. Charles Volet au BIPM utilisait un corps catapulté vers le haut [4]. Ce principe a été repris par Akihiko Sakuma qui utilisa un interféromètre de Michelson pour mesurer le déplacement d'un coin de cube lancé verticalement [5]. Ces travaux ont permis de mesurer g avec une exactitude relative de, ou proche de 10^{-9} pour la première fois. Il collabora avec l'institut italien de métrologie, alors appelé IMGC [1], pour réaliser des gravimètres transportables utilisant un coin de cube lancé verticalement. Plusieurs autres laboratoires ont également développé leurs instruments en ex-URSS et aux USA où les travaux de Jim Faller ont débouché sur la fabrication d'un gravimètre absolu commercialisé par *Micro-G Solutions*, le FG5 [6].

Le principe de mesure des gravimètres à coin de cube lancés ou lâchés, est exposé figure 1.1. Il repose sur l'utilisation d'un interféromètre optique de Mach-Zehnder modifié [7]. L'un des miroirs est un coin de cube en chute libre, tandis que le miroir

1. *Istituto di Metrologia "G. Colonnetti"*

immobile, également un coin de cube, joue le rôle de référence spatiale. En sortie d'interféromètre, le déplacement du coin de cube fait défiler les franges d'interférences. La différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est donnée par l'équation du mouvement du coin de cube en chute libre, et le signal reçu sur la photodiode rapide varie comme :

$$I(t) = I_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_l}\left(\frac{1}{2}gt^2 + v_0 t\right) + \Phi\right) \tag{1.2}$$

où l'instant t de la chute est mesurée par une horloge atomique au Rubidium. Il suffit alors d'ajuster la fonction 1.2 au signal par la méthode des moindres carrés pour connaître g.

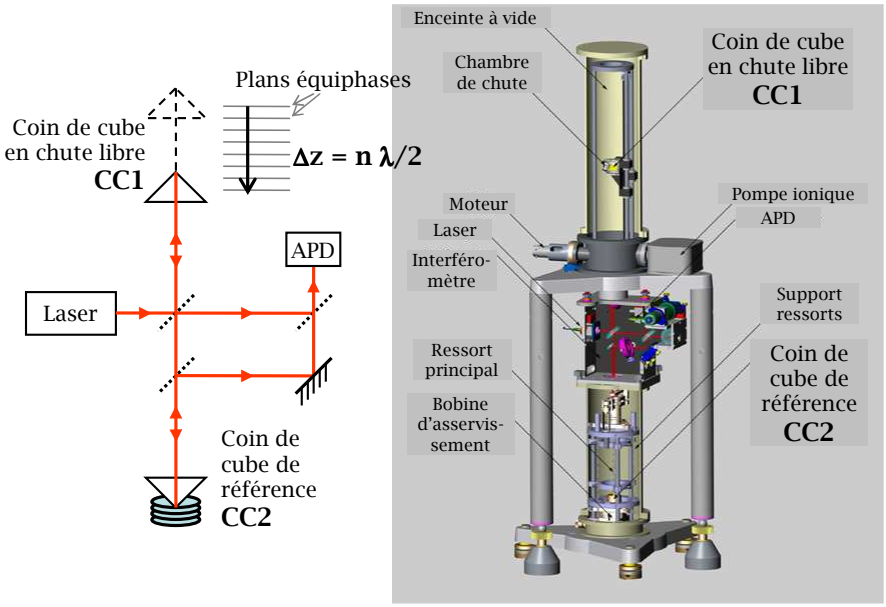

FIG. 1.1 – Principe des gravimètres mesurant l'accélération d'un coin de cube en chute libre. La chute du coin de cube le long des plans équiphases fait varier la différence de chemin optique par rapport au coin de cube de référence comme $\frac{1}{2}gt^2$. Le défilement des franges est mesuré par une photodiode à avalanche (APD). Ce principe est valable pour les gravimètres lançant ou lâchant le coin de cube comme les FG5 dont un schéma est représenté à droite. Sur ce schéma du FG5 sont indiqués, de haut en bas, la chambre de chute du coin de cube, l'interféromètre et le "super ressort" isolant le coin de cube de référence.

Depuis l'avènement des gravimètres FG5, les géophysiciens et métrologues utilisent très majoritairement cet instrument basé sur une technologie mature. Le nombre d'études et de développements de gravimètres a alors diminué bien que la méthode du "lâché", plus simple à mettre en oeuvre, ne permette théoriquement pas d'atteindre les exactitudes envisageables avec la méthode du "lancé" [8]. On peut néanmoins

citer l'INRIM[2] qui continue d'améliorer leur gravimètre IMGC-02, successeur des gravimètres utilisant la méthode "aller-retour" [9, 10]. D'autres laboratoires mènent des études comme le JILA avec un procédé original de lâché permettant la réalisation d'un gravimètre absolu très compact et au taux de répétition supérieur à 3 Hz [11] ou le Max Planck Institute for the Science of Light [12] et le VNIIM[3]. Mais toutes les équipes engagées dans des expériences de balance du watt déterminent, ou font déterminer, g à l'aide d'un FG5. La figure 1.2 montre l'évolution des exactitudes au cours du temps pour différents instruments absolus et relatifs. Elle est extraite initialement de [13] et a été depuis reprise maintes fois mais nous l'incluons ici en y ajoutant les performances des gravimètres dit "atomiques". En effet, alors que le nombre d'études concernant les gravimètres dits "mécaniques" ou "optiques" semblaient se réduire avec le succès du FG5, l'accélération de la pesanteur était mesurée pour la première fois avec un gravimètre atomique en 1991 à Stanford, dans le groupe de Steven Chu [14].

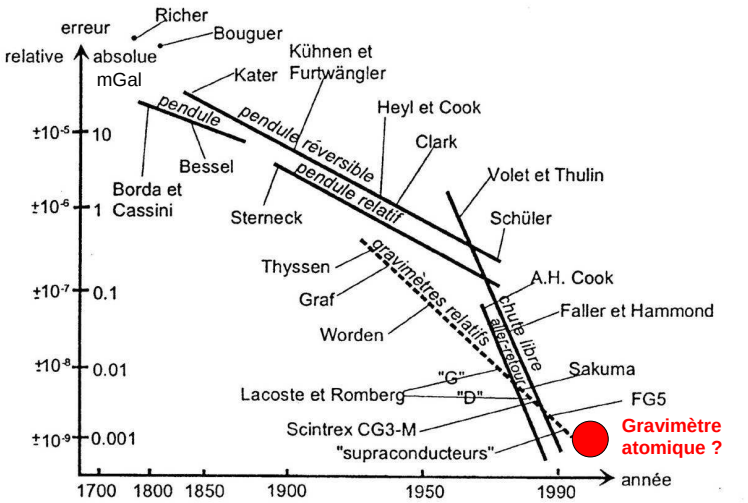

FIG. 1.2 – Evolution des performances des gravimètres absolus et relatifs d'après [3]. L'erreur absolue est exprimée en mGal (10^{-5} $m.s^{-2}$).

Le principe de mesure repose sur la manipulation cohérente des atomes, réalisée par des transitions Raman stimulées (voir chapitre 3). Cette transition à deux photons où le changement d'état d'impulsion s'accompagne d'un changement d'énergie électronique [15] permet de séparer les paquets d'ondes. Avec un tel outil, on réalise comme en optique un interféromètre de Mach-Zehnder avec des atomes remplaçant

2. *Istituto Nazionale di Recerca Metrologica*, Italie
3. *D.I. Mendeleev All-Russian Institute for Metrology*, Russie

les photons : une première transition sépare les paquets d'ondes, une seconde les redirige l'un vers l'autre, et une dernière recombine les paquets d'ondes des deux chemins pour faire interférer les états d'impulsions identiques (figure 1.3). Les deux états de sortie de l'interféromètre sont identifiés par leur niveau d'énergie électronique, ce qui permet une simple détection par fluorescence [16]. La phase de l'interféromètre, différence de phase entre les deux "chemins" (I et II) sur la figure 1.3, dépend de la différence de phase imprimée sur les atomes par les deux faisceaux laser Raman, séparés en fréquence de l'écart hyperfin. La phase totale s'écrit comme $-k_{\text{eff}}\ g\ T^2$, où k_{eff} est le vecteur d'onde effectif défini par les faisceaux lasers qui réalisent les transitions ($\pi/2\ -\ \pi\ -\ \pi/2$), et T est l'intervalle de temps qui sépare deux impulsions consécutives. La sensibilité croît comme T^2 justifiant l'intérêt des atomes froids. La configuration en fontaine permet d'augmenter la durée de l'interféromètre et donc la sensibilité.

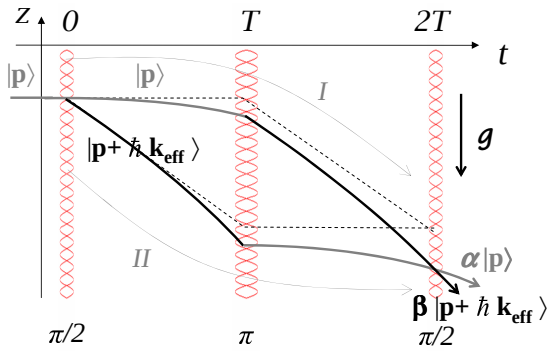

FIG. 1.3 – Schéma d'un interféromètre atomique. Il est obtenu avec des transitions Raman $\pi/2$ (séparateur), π (miroir) et $\pi/2$ refermant l'interféromètre. On déduit g de la mesure de la probabilité de transition d'un état d'impulsion à l'autre en sortie de l'interféromètre.

Les effets systématiques sont plus nombreux dans l'interféromètre atomique que dans son équivalent mécanique : aux erreurs d'origines électronique, mécanique (alignements), optique (aberrations) ou fondamentale (Coriolis), s'ajoutent celles dues aux interactions atome-photon (effet Zeeman, déplacement lumineux) et atome-atome (collisions froides). L'exactitude relative du gravimètre de Stanford, achevé en 1999, était de 3×10^{-9} [17, 18], cependant le bilan d'incertitude ne comportait pas d'évaluation concernant le biais dû aux aberrations optiques. Une comparaison entre leur mesure et celle d'un FG5 a donné des résultats compatibles, aux incertitudes de mesure et de comparaison près ($\triangle g = (7 \pm 7)\ \mu Gal$). A cette occasion, l'interféromètre atomique a montré une sensibilité sur une seconde 4 fois meilleure

que celle du FG5. Ce gain est en grande partie dû au taux de répétition plus élevé du gravimètre atomique. Pour avoir un fonctionnement correct du FG5, il est nécessaire d'attendre une dizaine de secondes entre deux chutes du coin de cube successives afin que les vibrations causées par la chute s'estompent, ce qui limite le temps de cycle de mesure. Contrairement aux gravimètres mécaniques, la chute des atomes ne génère pas d'usure de l'instrument. La fréquence des opérations de maintenance des gravimètres mécaniques étant directement liée au nombre de chutes, les opérateurs de tels instruments évitent d'effectuer des mesures continues longues. Le gravimètre atomique est ainsi apparu comme un bon candidat pour l'expérience de balance du watt car la possibilité de mesurer longtemps sans interruption en même temps que la balance offre l'opportunité de s'affranchir des modèles d'interpolation de variation de gravité.

Alors que le gravimètre de Stanford fonctionnait avec des atomes de césium en configuration de fontaine, en 2002, le LNE-SYRTE [4] s'est engagé dans l'étude d'un gravimètre utilisant des atomes de rubidium lâchés. L'expérimentation développée à l'Observatoire de Paris se voulant transportable afin de la déplacer sur le site de la balance du watt, l'enceinte à vide devait être de taille réduite ce qui peut limiter la sensibilité mais permet d'augmenter le taux de répétition. Par ailleurs, la transportabilité des gravimètres est nécessaire pour l'étude et la compréhension des effets systématiques. Elle permet de plus la comparaison des différents instruments, idéalement basés sur différentes technologies et différents principes de mesure. Ces comparaisons sont fondamentales dans le cadre de la métrologie de g, elles donnent la possibilité d'éprouver les exactitudes des étalons mais également d'observer des variations du signal de gravité, impossible à interpréter avec un gravimètre isolé.

1.2 Kilogramme et SI

Parmi les sept unités de base du Système International d'unités (SI), le kilogramme est la dernière encore matérialisée par un artefact matériel. Il s'agit d'un cylindre de 39 mm de hauteur et de diamètre, fabriqué spécialement en platine iridié (90 % Pt - 10 % Ir) et conservé au BIPM [5] dans les conditions fixées par la 1ère CGPM [6] en 1889 [19] (figure 1.4). Afin de faire cesser l'ambiguïté qui existait

4. Laboratoire National de métrologie et d'Essais - Systèmes de Référence Temps Espace
5. Bureau International des Poids et Mesures
6. Conférence Générale des Poids et Mesures

dans l'usage courant sur l'utilisation du terme "poids", la 3ème CGPM de 1901 [20] confirma que:

Le kilogramme est l'unité de masse; il est égal à la masse du prototype international du kilogramme.

FIG. 1.4 – A gauche, prototype international du kilogramme $\mathcal{K}$ et ses six témoins, sous cloches dans un coffre au BIPM à Sèvres. A droite, copie sous trois cloches

La masse du prototype international du kilogramme (PIK), noté $\mathcal{K}$, est donc par définition toujours égale à 1 kg. Mais la masse des étalons de masse, et donc de ce prototype, peut évoluer dans le temps par oxydation, corrosion, usure, dépôt de particules de poussière, dégazage, etc ... [21]. En effet, les vérifications périodiques [22, 23] entre le prototype international et les six témoins conservés dans les mêmes conditions que le $\mathcal{K}$, montrent des divergences d'évolution dans le temps (figure 1.5). La dispersion de l'évolution relative de ces six étalons de masse sur un siècle est de l'ordre de 5×10^{-8} et de 1×10^{-7} si on considère l'ensemble des étalons nationaux. La dérive relative moyenne entre $\mathcal{K}$ et les autres étalons évolue mais la dérive absolue peut être encore plus importante.

Cette situation est problématique pour le domaine des masses mais également pour les unités qui en dérivent telles que l'ampère, la mole et la candela [24, 25, 26]. Considérant la faiblesse du système actuel, deux recommandations de la CGPM [27, 28] incitent les laboratoires nationaux à poursuivre leurs efforts pour affiner les expériences qui relient l'unité de masse à des constantes fondamentales ou atomiques et qui pourraient, dans l'avenir, servir de base à une nouvelle définition du kilogramme.

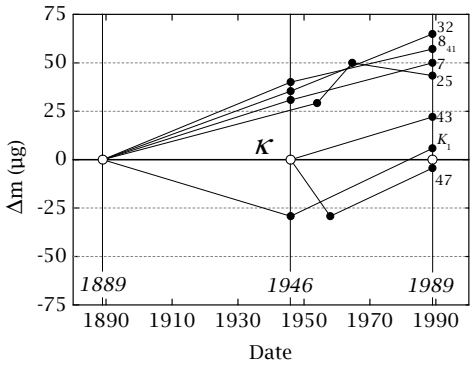

FIG. 1.5 – Evolution de la masse $\triangle m$ des six témoins officiels (K_1, 7, 8_{41}, 32, 43 et 47) et du prototype n°25 du BIPM par rapport à celle du prototype international du kilogramme ($\mathcal{K}$)

Plusieurs voies sont envisagées pour une redéfinition du kilogramme. Le comptage d'ions en est une. Dans cette expérience, un faisceau d'ions est dirigé vers un collecteur suspendu à une balance [29]. En mesurant le courant transporté et le temps de collecte on détermine un nombre d'ions, ce qui offre la possibilité de raccorder la masse à une masse atomique. Une seconde voie consiste à faire léviter une masse supraconductrice dans un champ d'induction crée par une bobine dans laquelle circule un courant électrique [30]. La variation d'altitude de la masse induite par un accroissement connu de courant permet d'établir une correspondance entre la variation d'énergie potentielle de la masse et la variation d'énergie électromagnétique de la bobine.

Bien qu'intéressantes, il apparaît que ces deux approches ne permettent pas d'effectuer des mesures avec des incertitudes relative de 10^{-8} à la différence de deux autres types d'expériences : la balance du watt et la détermination du nombre d'Avogadro N_A [31, 32]. Le "projet Avogadro" consiste à mesurer le nombre d'atomes dans un volume connu de silicium et d'en déduire N_A rapport entre le volume molaire et le volume de la maille atomique défini comme le volume de la maille élémentaire ramené au nombre d'atomes la composant. Cette expérience permet actuellement de déterminer la constante d'Avogadro avec une incertitude relative de 10^{-7}, incertitude essentiellement limitée par *(i)* la présence d'impuretés et de défauts dans le monocristal de silicium perturbant la détermination du volume de la masse élémentaire et *(ii)* la détermination de la composition isotopique du cristal limitant la détermination de la masse molaire. Une réduction de l'incertitude est envisagée en utilisant un cristal contenant 99,99 % de Si^{28}. La contribution française à l'effort pour une éventuelle redéfinition du kilogramme s'est tournée vers l'expérience du type "balance du watt"

[33]. Ce type d'expérience nécessite une détermination absolue de l'accélération de la pesanteur, constituant le sujet de cette thèse.

1.3 Plan du mémoire

Dans le projet pluridisciplinaire que constitue l'étude et le développement de la balance du watt, le LNE-SYRTE est en charge de la détermination de l'accélération de la pesanteur g au centre de gravité de la masse étalon avec une exactitude meilleure que 10^{-8}. Il est donc nécessaire de disposer d'un gravimètre absolu. Cet étalon ne pouvant être placé sur la balance, il convient de transférer la mesure de g au centre de masse impliquée sans en dégrader l'exactitude. Mon travail de thèse consistait à assurer ce transfert et à participer au développement et à la caractérisation d'un gravimètre atomique absolu.

Après un descriptif du principe de mesure de la balance du watt et des différents projets existants dans le chapitre 2, je détaillerai comment nous assurons le transfert de la mesure de gravité. Ce travail a été réalisé en parallèle avec le développement et l'étude du gravimètre atomique basé sur l'expérience acquise lors de l'étude d'un premier prototype [34, 35]. Le principe et les résultats obtenus avec ce premier dispositif seront présentés au chapitre 3 qui se termine par un descriptif des limites de cet instrument. Enfin, le chapitre 4 est consacré au gravimètre définitif utilisé dans le cadre de la balance du watt. Je décrirai ce nouveau dispositif en m'attardant sur les améliorations apportées par rapport au prototype puis je présenterai les premières mesures effectuées ainsi que les résultats des deux comparaisons auxquelles nous avons participé en 2009. Le bilan d'exactitude de notre instrument est alors présenté.

Chapitre 2

Transfert de g pour la balance du watt

Les premières expériences de balance du watt ne détaillaient pas les mesures de gravité, si bien qu'à ce jour, alors que les premières expériences aient débuté depuis plus de trente ans, seuls deux articles ayant pour sujet la détermination de g pour les balances du watt ont été publiés en 2008 [36] et 2009 [37]. Les discussions que nous avons eu lors de réunions avec les premières équipes impliquées indiquaient cependant que, la mesure et le transfert de g n'étant pas si aisés, il était judicieux de cartographier le champ de gravité dans les laboratoires vides au commencement des expériences. Nous avons décidé de le déterminer avec comme objectif de pouvoir transférer une mesure de gravité absolue obtenue en n'importe quel endroit du laboratoire, en n'importe quel autre endroit. Il est ainsi possible de comparer deux gravimètres difficilement déplaçables mais surtout, de transférer la mesure de g du gravimètre atomique au centre de gravité de l'étalon de masse impliqué dans la balance du watt. Ce chapitre présente tout d'abord les balances du watt engagées dans une mesure de la constante de Planck puis je présente plus en détail le projet du LNE ainsi que le laboratoire où est menée l'expérience. La cartographie gravimétrique de ce laboratoire est ensuite exposée ainsi que la caractérisation des performances du gravimètre relatif utilisé pour cette étude.

2.1 Balance du watt

Bien que le principe de mesure soit commun à toutes les balances du watt, les laboratoires ont effectué des choix techniques différents pour réaliser cette mesure. Cela

renforce l'intérêt métrologique de ces projets dans le cadre des discussions concernant une redéfinition éventuelle du kilogramme. Ce principe de mesure et les différents projets sont rappelés dans ce paragraphe tout comme les résultats obtenus jusqu'à présent. Je détaillerai ensuite le projet français en précisant ses spécificités ainsi que sa localisation.

2.1.1 Principe

Le principe de la balance du watt a été proposé en 1976 par Brian Kibble [38]. Il réside en la comparaison d'une puissance mécanique et d'une puissance électrique obtenue à chacun des bras du fléau d'une balance. La mesure se décompose en deux étapes : une phase statique et une dynamique décrites sur la figure 2.1.

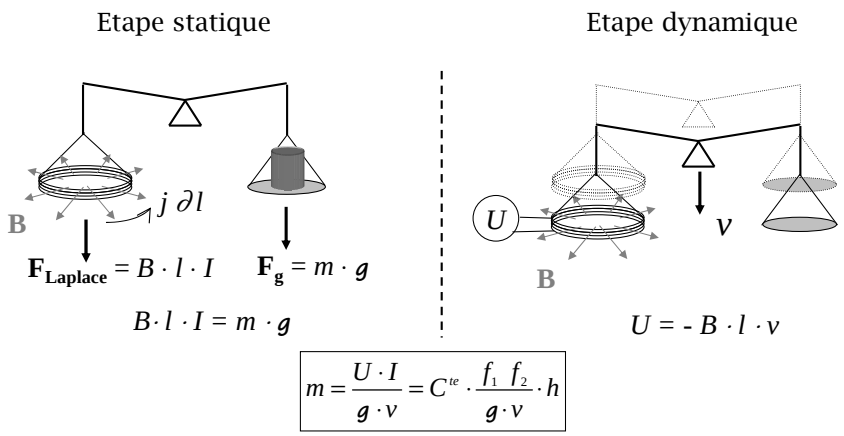

FIG. 2.1 – Schéma du principe de la balance du watt. A gauche, la première étape, dite statique, sert à déterminer la force égale au poids de l'étalon de référence. La deuxième étape, dite dynamique, permet de déterminer la valeur du produit Bl. Il est alors possible de relier avec exactitude la valeur de la masse à la constante de Planck via les mesures de fréquences f_1 et f_2 intervenant dans les mesures électriques impliquées.

Phase statique

Une force électromagnétique est obtenue en faisant circuler un courant I dans une bobine de longueur l, placée dans un champs d'induction magnétique B. Un soin tout particulier dans le positionnement des éléments est apporté afin que la force de Laplace s'exerçant sur la bobine soit verticale (figure 2.1). Une force mécanique également verticale, est obtenue à l'aide d'une masse m soumise à l'accélération de

la pesanteur g. Pour un fléau en équilibre, ces forces sont égales :

$$F = B \cdot l \cdot I = m \cdot g \tag{2.1}$$

Le produit Bl est difficilement déterminable avec une exactitude relative de 10^{-8}. La phase dynamique de la mesure est alors nécessaire pour déterminer de façon indirecte ce produit.

Phase dynamique

Lors de la seconde phase, la même bobine est déplacée verticalement dans le même champ d'induction à la vitesse v. Il apparaît une tension induite ε aux bornes de la bobine :

$$\varepsilon = B \cdot l \cdot \frac{dz}{dt} = B \cdot l \cdot v \tag{2.2}$$

Cette phase nécessite de mesurer une tension supplémentaire ainsi qu'une vitesse. Si B et l restent constants durant les deux phases de la mesure, les équations 2.1 et 2.2 permettent d'écrire:

$$m \cdot g \cdot v = \varepsilon \cdot I \tag{2.3}$$

égalité de deux puissances électrique et mécanique virtuelles.

2.1.2 Relation entre kilogramme et constante de Planck

Depuis 1990, les Instituts Nationaux de Métrologie (INM) conservent l'ohm et le volt au moyen de l'effet Hall quantique (EHQ) [39] et de l'effet Josephson (EJ) [40] selon les recommandations 1 et 2 de la CIPM de 1988 [41, 42]. La charge de l'électron e et la constante de Planck h sont impliquées dans ces effets quantiques macroscopiques :

$$R_K \equiv \frac{h}{e^2} \qquad et \qquad K_J \equiv \frac{2e}{h} \tag{2.4}$$

avec R_K et K_J les constantes de von Klitzing et de Josephson. La reproductibilité de ces phénomènes est respectivement de quelques 10^{-9} et quelques 10^{-11} ce qui permet de les utiliser pour mesurer les grandeurs électriques impliquées dans l'expérience de la balance du watt et offre la possibilité de raccorder le kilogramme à h si le courant I impliqué dans l'équation 2.3 est mesuré par la chute de potentiel V aux bornes d'une résistance R. On utilise un réseau de jonctions Josephson pour déterminer V et ε et une barre de Hall pour déterminer R :

$$V = \frac{n_1 f_1}{K_J} \quad ; \quad \varepsilon = \frac{n_2 f_2}{K_J} \quad et \quad R = \frac{k R_K}{i} \tag{2.5}$$

où f_1 et f_2 sont les fréquences d'irradiation des jonctions Josephson, k est un facteur dû à la méthode de raccordement par EHQ et i un entier. On peut alors ré-écrire l'équation 2.3 :

$$mgv = \frac{A}{K_J^2 R_K} \qquad avec \qquad A = \frac{n_1 n_2 f_1 f_2 i}{k} \tag{2.6}$$

et ainsi relier la masse à la constante de Planck:

$$\frac{h}{m} = \frac{4gv}{A} \tag{2.7}$$

On peut donc mesurer le rapport h/m à partir de mesures *(i)* électriques et de fréquences déterminant le paramètre A, *(ii)* de la vitesse de déplacement v de la bobine dans le champ d'induction B et *(iii)* de l'accélération de la pesanteur g, objet de cette thèse. De plus, la constante de Planck peut être déterminée si l'on connaît la masse m. Par la suite, cette constante h, serait une référence permettant de tester la stabilité de l'étalon de masse. L'évolution relative des étalons de masse sur un siècle étant de 5×10^{-8} (figure 1.5), l'expérience de la balance du watt a un intérêt si elle permet d'obtenir une incertitude relative globale de 10^{-8}. Pour cela, chaque terme de l'équation 2.7 doit être déterminé avec une incertitude relative meilleure que 10^{-8}. Notre objectif est de déterminer g avec une incertitude relative de 10^{-9}.

2.1.3 Les projets de balance du watt

Les premières expériences de balance du watt ont débuté au NPL [1] en 1977 [43] puis au NIST [2] en 1980 [44]. Le METAS [3] a débuté son projet en 1997 [45], le LNE en 2002 [33] suivit par le BIPM [46] et le NIM [4] [47]. Récemment, le MSL [5] a également décidé de commencer un projet propre de balance du watt [48] et le NRC [6] a racheté l'expérience du NPL pour la transférer dans ses locaux au Canada en 2009.

Bien que le principe de mesure soit commun aux sept expériences, chaque projet comporte ses propres spécificités le distinguant des autres. Les différences sont nombreuses [49] : taille des dispositifs, masses impliquées dans la mesure, génération du champ magnétique, système de translation de la bobine, etc... Par exemple, le fléau de la balance $MkII$ du NPL mesure $1,2\ m$ et celui du LNE $20\ cm$; le dispositif du

1. *National Measurement Laboratory*, Royaume Uni
2. *National Institute of Standards and Technology*, USA
3. *Federal Office of Metrology*, Suisse
4. *National Institute of Metrology*, Chine
5. *Measurement Standards Laboratory*, Nouvelle Zélande
6. *National Research Council*, Canada

NIST mesure 6 m de haut et utilise une roue pour translater la bobine alors que le LNE translate le fléau à l'aide d'un moteur pas à pas et l'ensemble mesure $2,2\ m$; certaines expériences utilisent des aimants permanents et d'autres des aimants supraconducteurs. Par contre, la détermination de l'accélération de la pesanteur est obtenue dans tous les autres INM avec des gravimètres commerciaux à coin de cube FG5. En effet, le LNE-SYRTE est le seul laboratoire a avoir choisi de développer et d'utiliser un gravimètre atomique. Les différences entre les projets augmentent l'intérêt métrologique de ces expériences. En effet, si tous les projets, permettent de déterminer h et que ces valeurs sont en accord les unes avec les autres, la validité des différentes mesures de la balance du watt serait confortée.

Le NPL et le NIST ont chacun développé une seconde balance du watt basée sur leur première expérience. Le NPL avait préparé les plans d'un troisième dispositif [50] avant d'arrêter cette activité. Depuis 2009, le METAS a également débuté l'étude d'un second dispositif.

2.1.4 Résultats

Jusqu'à présent, seuls les deux premiers instituts à avoir débuté des projets de balance du watt ont mené à terme des mesures de la constante de Planck avec un bilan d'exactitude complet. Le bilan global du NIST montre une incertitude relative pour la détermination de h de $3,6\times10^{-8}$ [51], plus faible que celle du NPL : $6,6\times10^{-8}$ [52]. Dans ces bilans, la part de la détermination de g est respectivement de $1{,}2\times10^{-8}$ et $1,5\times10^{-8}$. Par contre leur valeurs absolues ne sont pas en accord, la différence est de $3,1\times10^{-7}$ comme le montre la figure 2.2. Sur cette figure sont représentées les valeurs publiées de la constante de Planck obtenus directement à partir de balances du watt et indirectement à partir d'autres expériences. On y trouve également les valeurs de h recommandées par le CODATA [7] [53, 54]. La mesure de h obtenue à partir de la mesure de la constante d'Avogadro N_A [31] s'exprime ainsi [49] :

$$h = \frac{cA_{\mathrm{r}}(e)M_0\alpha^2}{2R_\infty N_A} \tag{2.8}$$

avec $A_{\mathrm{r}}(e)$ la masse atomique relative de l'électron, α la constante de structure fine, R_∞ la constante de Rydberg et M_0 la constante de masse molaire ($M_0 = 10^{-3}\ kg.mol^{-1}$ exactement). Cette valeur de h obtenue est également différente de celle du NIST, l'écart est de $1,1\times10^{-6}$. En 2008, de nouvelles études ont permis de re-déterminer la masse molaire et l'écart avec les déterminations par balance du watt

7. *Committee on Data for science and technology*

se serait réduit. La conférence CPEM'10 [8] à Daejon en Corée du Sud en juin 2010 apportera peut-être des précisions sur cette détermination de h par N_A et également sur la détermination de h par le NPL : une correction pourrait être apportée à la mesure publiée [52]. Néanmoins, il convient de comprendre les différences de résultats entre les différentes expériences. Disposer de plusieurs nouvelles déterminations avec un panel d'expériences le plus large possible permettrait d'affiner les évaluations des erreurs systématiques avant une possible redéfinition du SI.

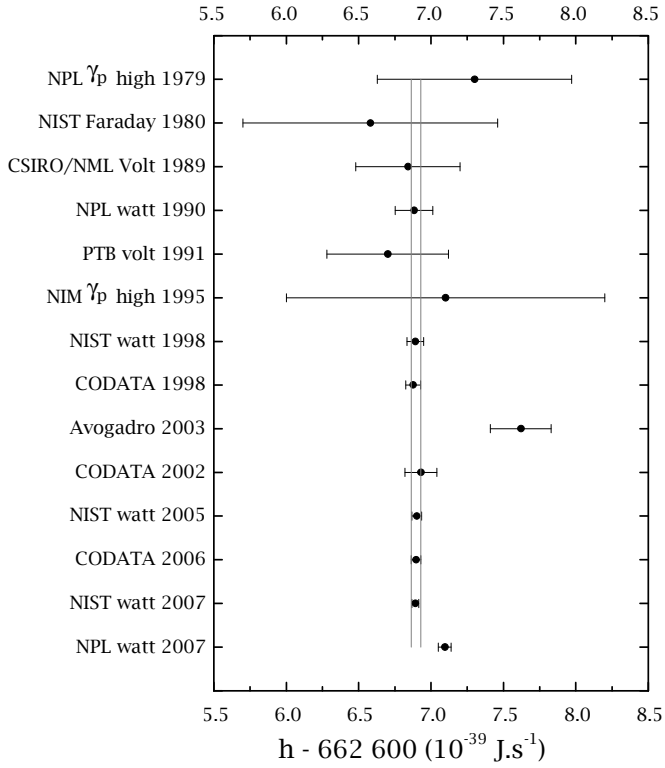

FIG. 2.2 – Valeurs expérimentales de la constante de Planck. Les lignes verticales correspondent aux bornes de la valeur de la constante de Planck recommandée par le CODATA en 2006. Cette incertitude relative de 2×10^{-8} est convenue comme étant l'incertitude nécessaire avant d'envisager un éventuel changement de la définition du kilogramme

2.1.5 La balance de watt du LNE

La complexité et le niveau d'exigence d'un tel projet pluridisciplinaire nécessitent la participation de plusieurs laboratoires intervenant chacun dans leur domaine de

8. *Conference on Precision Electromagnetic Measurements*

compétence afin d'obtenir les meilleurs incertitudes sur chacune des mesures. Le projet s'appuie ainsi sur les compétences des laboratoires nationaux français de métrologie (LNE, LNE-INM, LNE-SYRTE), sur plusieurs laboratoires de l'enseignement supérieur (L2MA-ENSAM, LIS-UVSQ, ENSMP, LPUB, LGEP Sup-Elec, SATIE-ENS Cachan, ...) ainsi que sur des coopérations établis avec des laboratoires nationaux de métrologie européens (NPL, PTB [9], SP [10], METAS).

La balance a été conçue afin que les grandeurs électriques impliquées à mesurer soient proches des valeurs qui se déterminent avec la meilleure exactitude. Les caractéristiques envisagées sont présentées dans le tableau 2.1. La conception mécanique a été réalisée afin de minimiser les désalignements et de réduire les vibrations parasites [33, 55]. La plupart des différents éléments composant la balance sont réalisés ou en voie d'achèvement et l'assemblage final de l'expérience est en cours. L'une des caractéristiques de ce projet est que l'ensemble "fléau, suspension et bobine" est lié et est mis en mouvement à l'aide d'un système de guidage original [56] (figure 2.3). Associé à un moteur pas à pas, la vitesse de déplacement de cet ensemble est de 2 $mm.s^{-1}$. Cette vitesse sera asservie à l'aide de trois interféromètres dont la conception [57, 58] a montré le contrôle d'un mirror à une telle vitesse avec une incertitude relative de 10^{-9}. Le circuit magnétique permanent est réalisé à l'aide de samarium cobalt (SmCo), de fer pur et de fer cobalt. Il permet d'obtenir un champ magnétique de 0.94 T stable. Ce dispositif circulaire pèse 350 kg. Bien que le choix de l'alliage définitif devant constituer la masse étalon ne soit pas fixé [59, 21], sa masse sera de 500 g. L'ensemble est maintenu par une structure basée sur deux hexapodes et est placé dans une enceinte à vide cylindrique amagnétique de 300 kg (figure 2.3).

2.2 Le site et les laboratoires

La détermination de g dans le cadre de la balance du watt nécessite de prendre en compte l'environnement de l'expérience. Le site, les laboratoires et leur caractérisation sont ici présentés.

L'expérience est menée au LNE à Trappes. A l'aide d'études géologiques et hydrologiques du site [60], la construction du laboratoire a été adaptée aux conditions environnementales. Les premiers mètres du sol sont constitués de remblais inhomo-

9. *Physikalish Technische Bundesanstalt*, Allemagne
10. Institut National de Métrologie de Suède

Paramètre	Valeur
Géométrie du circuit magnétique	Axisymétrique
Intensité du champs d'induction	$1\ T$
Longueur de la bobine	$500\ m$
Diamètre moyen de la bobine	$266\ mm$
Intensité du courant	$5\ mA$
Force de laplace	$2,5\ N$
Etalon de masse	$500\ g$
Masse de la tare	$250\ g$
Résistance étalon	$200\ \Omega$
Course de la bobine	$80\ mm$ dont $40\ mm$ utiles
Vitesse de déplacement	$2\ mm.s^{-1}$
Tension induite	$1\ V$

TAB. 2.1 – Caractéristiques de l'expérience de balance du watt du LNE.

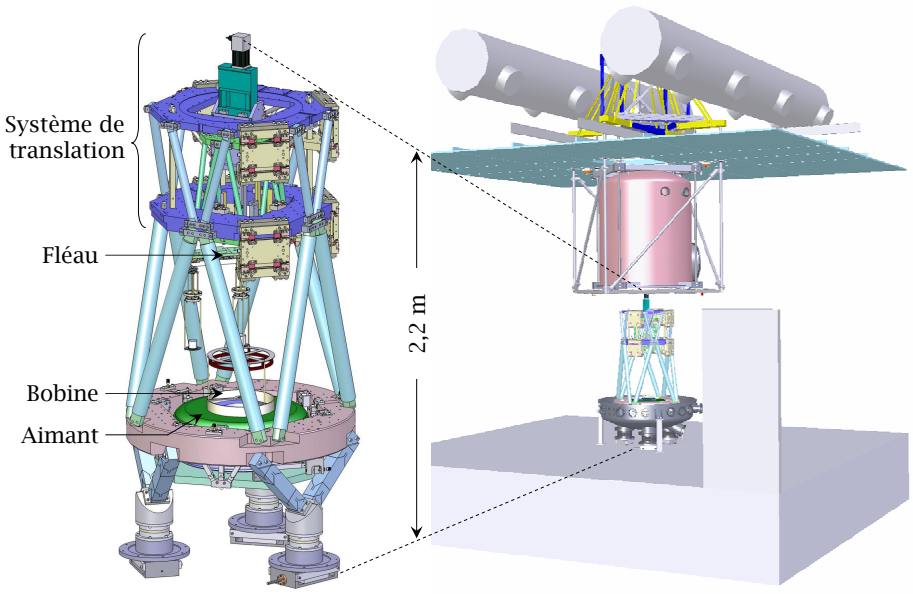

FIG. 2.3 – Expérience française de balance du watt sur le massif BW avec son enceinte à vide ouverte. On distingue sur l'agrandissement à gauche, de haut en bas, le système de translation de l'ensemble "fléau+bobine" situé au centre et le dessus de l'aimant.

gènes et d'argiles à meulières, suivis de 56 m de sables de Fontainebleau (figure 2.4). Sous ces sols se succèdent des nappes d'argiles, de calcaires et de sables datant de l'Oligocène, Eocène et Crétacé supérieur. La première nappe d'eau à la verticale du

site, se trouve dans les sables de Fontainebleau à environ 34 m. L'épaisseur de cet aquifère saturé en eau est d'environ 34 m soit 60 % de l'épaisseur totale des sables de Fontainebleau. Une seconde nappe se situe dans l'Eocène moyen (Lutétien) à 122 m. L'Ypérien (Eocène inférieur) n'est pas aquifère car très argileux. Dans le secteur de Trappes, la nappe du Lutétien est captive sous les formations de l'Eocène supérieur, marneuses et donc peu perméables. Ces deux nappes sont bien isolées l'une de l'autre. Nous avons décidé de suivre uniquement l'évolution de l'aquifère le moins profond avec un capteur piézométrique. Le second est jusqu'à présent observé à l'aide de données accessibles sur internet.

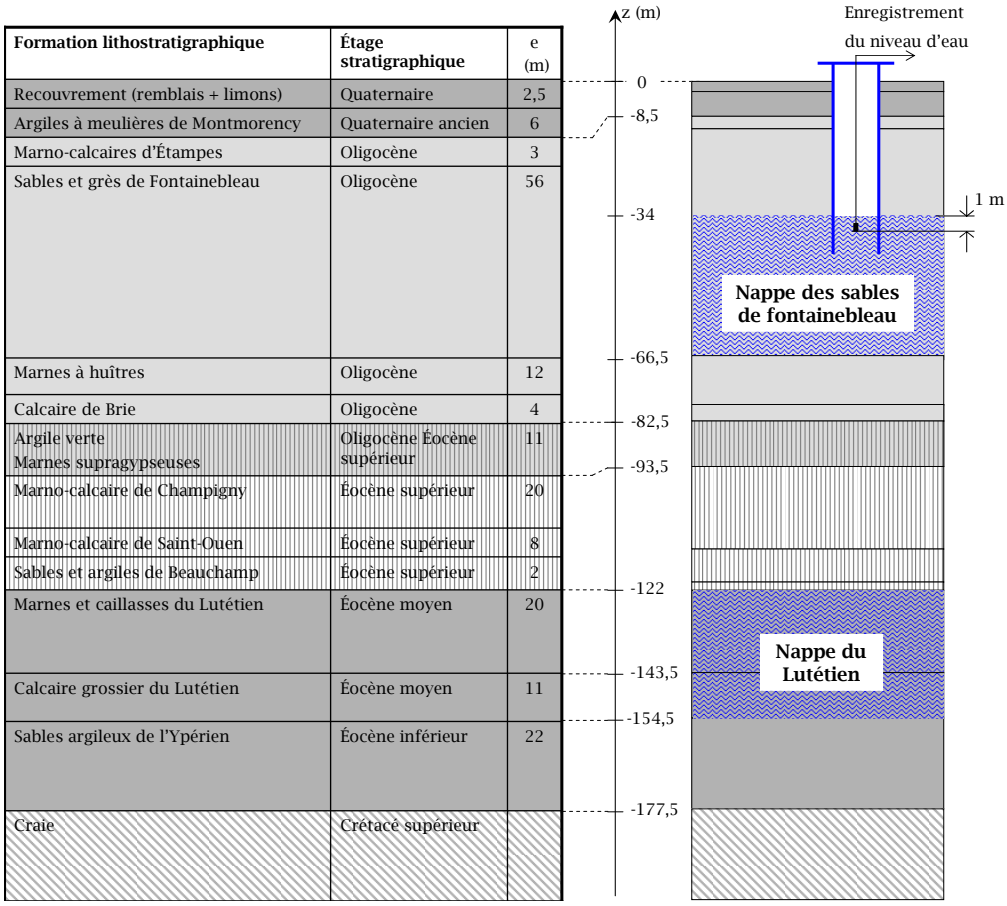

FIG. 2.4 – Coupe géologique synthétique à la verticale du site du LNE. La nappe des sables de Fontainebleau et la nappe du Lutétien sont isolées l'une de l'autre. Le forage et la sonde piézométrique sont également représentés.

Pour garantir la stabilité du transfert de g et pour maintenir les délicats alignements de la balance et du gravimètre, ces deux dispositifs doivent être placés sur des sols stables évitant des variations de hauteur et d'éventuelles variations de l'incli-

naison. Pour cela, deux massifs identiques ont été construits dans deux laboratoires voisins, l'un pour la balance du watt et l'autre pour la gravimétrie (figure 2.5). Ainsi l'activité indépendante de gravimétrie peut être menée sans perturber le développement de la balance du watt. Ces massifs de 6 m × 5,5 m × 2 m sont séparés de 1,45 m et sont orientés avec un angle de 33° par rapport au Nord. Ces massifs en béton sont soutenus par quatre pieds cylindriques de 12 m de haut, également en béton, reposant sur les sables de Fontainebleau constituant une surface d'appui plus stable que les argiles. Pour éviter que ces argiles qui pourraient gonfler lors de pluies ou avec l'humidité exercent une pression sur les massifs, un espace vide de 30 cm a été laissé sous les massifs et des drains ont été réalisés. L'un des drains à 2,5 m de profondeur entoure les massifs, le second entoure le laboratoire entier pour évacuer les écoulements de pluies. Les murs représentés en blanc sur la figure 2.5 ont une hauteur de 6 m et une épaisseur de 20 cm.

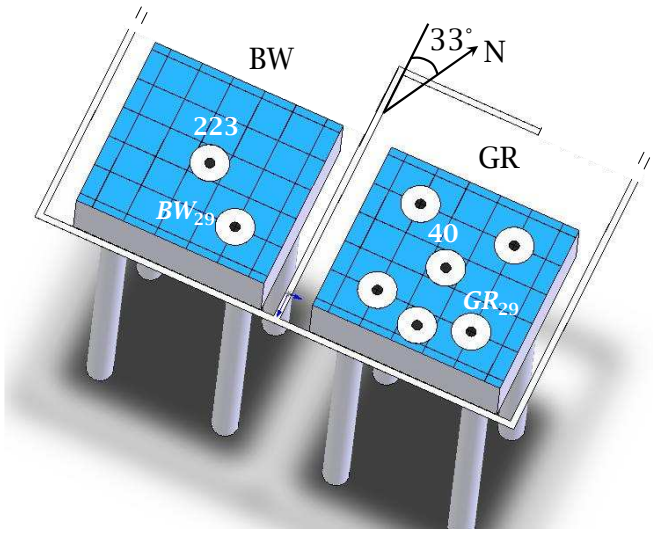

Fig. 2.5 – Dalles dans leur salles respectives, à gauche, la salle pour la balance du watt notée BW de centre *223* et à droite, la salle pour la gravimétrie notée GR de centre *40*. Les massifs sont de tailles identiques (6 m × 5,5 m × 2 m). Les pieds soutenant les dalles mesurent 12 m de haut pour un diamètre de 80 cm. Les murs en béton séparant les salles sont hauts de 6 m et larges de 20 cm. Les points noirs représentent les stations d'accueil de gravimètres absolus.

La figure 2.6 montre le spectre des vibrations mesuré avec notre séismomètre bas bruit *Guralp* CMG-40T. Nous avons enregistré le spectre de vibrations de jour, sur et à côté des massifs. On voit clairement que le massif agit comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure de 20 Hz. On compare ces mesures avec

des niveaux de bruits utilisées par les géophysiciens tels que les modèles de Peterson [61] : le nouveau modèle bruyant NHNM *("New High Noise Model")* et le nouveau modèle bas bruit NLNM *("New Low Noise Model")*. Ces modèles sont utilisés pour comparer les spectres de vibrations. De $1,5\ Hz$ à $10\ Hz$, le bruit de vibration est au mieux confondu avec le NHNM, confirmant s'il était nécessaire, que le laboratoire se trouve dans une zone industrielle. Aux fréquences inférieures à $1,5\ Hz$, le bruit d'accélération se situe entre le NHNM et le NLNM.

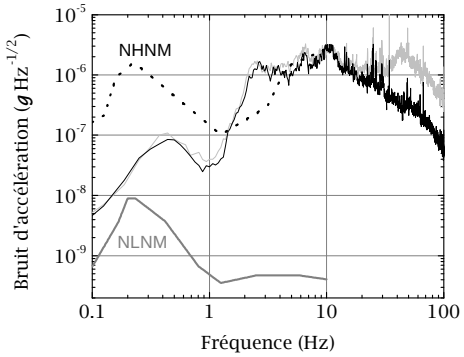

FIG. 2.6 – Spectre du bruit d'accélération mesuré avec un sismomètre bas bruit. La trace grise représente le spectre mesuré à côté des dalles et la trace noire représente le spectre mesuré sur les dalles. Le bruit de vibration est réduit après 20 Hz.

Les massifs sont recouverts d'un tapis plastifié conducteur de type *linoleum*. Ce revêtement a été enlevé au centre de chaque massif, places dédiées à la balance du watt et au gravimètre absolu, plus à six autres endroits afin d'accueillir d'autres gravimètres pour effectuer des comparaisons. Ainsi sur le massif de la salle de la balance du watt, nommée BW, un gravimètre peut être installé en plus de la balance et sur le massif de la salle dédiée à gravimétrie, nommée GR, cinq gravimètres peuvent être installés en plus de notre gravimètre à atomes froids. Ces places sont marquées par des plots en aluminium anodisé scellés dans les massifs, et sont représentées par les points noirs sur la figure 2.5. Sur cette figure est également représenté un maillage établi sur chaque massif. Il est le même pour les deux massifs : 36 points répartis sur 6 lignes et 6 colonnes séparées de 1 m. Ils sont nommés par leur numéro de *1* à *36* et précédés des deux lettres correspondant au massif. Les points centraux s'ajoutent à ce maillage et sont notés *223* pour la balance du watt et *40* pour le gravimètre atomique. Ce maillage de 74 points a été mis en place pour cartographier le laboratoire dans sa globalité.

Le gradient de gravité vertical étant de l'ordre de 3 $\mu Gal.cm^{-1}$, il est nécessaire de connaître les différences de hauteurs relatives avec une exactitude meilleure que 3 mm si on veut satisfaire notre objectif de déterminer g avec une exactitude de 1 μGal. Nous avons mesuré les différences de hauteurs relatives entre les différents points du maillage avec un niveau à eau. En moyenne, le massif BW est plus haut de 8 mm que le massif GR, la différence entre les centres est de 15 mm. L'incertitude de mesure est inférieure à 3 mm ($u_A = 2,1\ mm$ et $u_B = 2,0\ mm$).

2.3 Gravimètre relatif CG5

Le gravimètre relatif utilisé pour notre cartographie est un CG5, dernière génération des gravimètres relatifs la société *Scintrex*. L'amélioration principale par rapport aux modèles précédents est liée aux progrès de l'électronique permettant une cadence de mesure plus élevée et une consommation énergétique plus faible. Il est par ailleurs plus léger que le précédent gravimètre CG3.

2.3.1 Fonctionnement du gravimètre

Les gravimètres *Scintrex* CG3 et CG5 utilisent une masse suspendue à un ressort en quartz et un capteur capacitif de position de cette masse. La masse m supposée invariante est soumise à l'accélération de la pesanteur qui varie de δg modifiant la longueur du ressort de raideur k de δl. On relie facilement ces quantités dans l'équation (2.9).

$$\delta g = \frac{k}{m}\ \delta l + \delta k \frac{l}{m} \tag{2.9}$$

δk correspond à une variation éventuelle de la raideur du ressort dans le temps. Il est donc nécessaire de vérifier régulièrement et éventuellement d'ajuster la constante d'étalonnage de l'instrument. Le ressort en quartz se trouve dans une enceinte à vide régulée en température (figure 2.7). L'équilibre perturbé par un changement de pesanteur est détecté par un capteur capacitif contrôlant la position de la masse. La valeur relative de gravité est donnée par une contre réaction forçant la masse à rester à la même position [62]. Un capteur mesure la température dans l'enceinte ce qui permet ensuite de corriger la gravité mesurée d'un effet thermique sur le senseur. L'instrument est équipé de deux inclinomètres afin de corriger les mesures d'un mauvais alignement vertical. Les écarts aux "zéros" et les sensibilités de ces inclinomètres sont étalonnés par l'opérateur. Il est également possible de corriger automatiquement

les données d'une dérive linéaire du ressort mais nous forçons toujours cette correction à zéro et évaluons la dérive instrumentale lors de l'analyse des mesures. Enfin les mesures peuvent être corrigées de l'effet des marées luni-solaires à l'aide d'un modèle intégré calculé avec l'algorithme de Longman [63].

La fréquence de mesure du CG5 est de 6 Hz contre 1 Hz pour le CG3. Afin de ne pas saturer la mémoire de l'instrument, le CG5 permet de moyenner les données brutes à 6 Hz durant un temps désiré pouvant aller jusque 256 s. L'instrument nécessite alors un temps de traitement des données et d'écriture des valeurs dans la mémoire. Le logiciel impose un temps de traitement minimum de 10 s pour notre CG5 mais peut être plus important selon les instruments. Cependant, lorsque le traitement est effectué, le CG5 reprend son cycle de mesure même si la durée minimale de traitement imposée n'est pas atteinte. L'utilisateur a la possibilité avant de démarrer sa mesure de garder ou non ces données brutes ce qui peut se révéler intéressant pour étudier la stabilité de l'instrument (paragraphe 2.3.2).

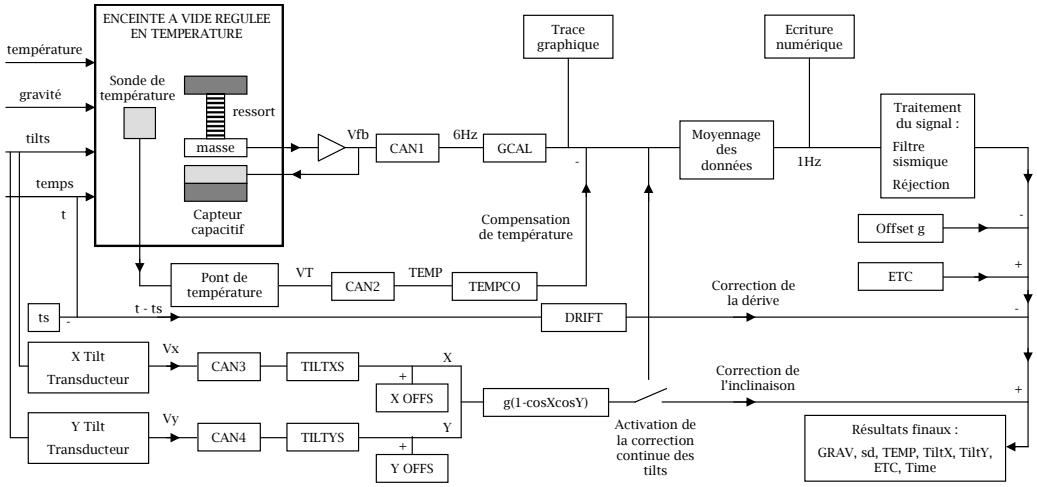

FIG. 2.7 – Schéma du principe de fonctionnement du gravimètre *Scintrex* CG5. CAN : Convertisseur Analogique Numérique. La correction due aux marées est donnée par *ETC* pour *Earth Tide Correction*, et est basée sur l'algorithme de Longman [63]. *TILTXS* et *TILTYS* sont les sensibilités des inclinomètres, ces paramètres sont calibrés par l'opérateur. *X OFFS* et *Y OFFS* sont les "zéros" des inclinomètres, également calibrés par l'opérateur. *TEMPCO* est un facteur de correction de température, il est déterminé par *Scintrex*. *GCAL* est le facteur de calibration de l'instrument et *DRIFT* est la correction due à la dérive du ressort.

2.3.2 Caractérisation du CG5 S105

Bien que plusieurs articles analysant les capacités du CG3 aient été écrits [64, 65], il n'existe pas encore de telle caractérisation concernant le CG5. Les différents utilisateurs de CG5 sont bien sûr désireux de connaître les limites de leurs instruments mais peu ont le temps d'éprouver leurs capacités. De plus, il n'est pas aisé de disposer de plusieurs CG5 en même temps au même endroit. Néanmoins, avant de commencer notre cartographie gravimétrique du site, nous avons étudié les performances de notre CG5.

Lors des campagnes de mesures relatives (RGC [11]), liés aux comparaisons internationales de gravimètres absolus (ICAG [12]), les gravimètres relatifs sont appelés par la première lettre de leur marque et leur numéro de série. Ainsi notre instrument s'appelle S105 depuis notre première participation à une telle campagne de mesures en 2005 [66]. Nous avons depuis participé à la mesure de gradients verticaux de gravité (*vgg* [13]) précédent l'ICAG'07 à Walferdange [67] et à la RGC'09 [68] en octobre 2009.

Dérive

Le ressort en quartz est la cause de la dérive de l'instrument. Selon son âge et son conditionnement, l'allongement du ressort est susceptible d'évoluer plus ou moins rapidement dans le temps. Généralement, la dérive diminue mais on voit sur la figure 2.8 de gauche que celle de notre instrument a augmenté durant les premiers 200 jours suivant sa mise sous tension en mars 2005 avant de diminuer. Elle semble aujourd'hui se stabiliser à 600 $\mu Gal.d^{-1}$. Lors de longues acquisitions la non linéarité de la dérive est facilement détectable. L'analyse d'enregistrements continus, tels que pour l'étude des marées, nécessite une correction de la dérive avec au minimum un polynôme de degré deux. Par contre, lors de cartographies comme développées par la suite, la réoccupation fréquente d'une station de référence permet de corriger la dérive de façon linéaire, segments par segments (voir paragraphe 2.5).

Paramètre TEMP

Le paramètre TEMP est la température mesurée dans l'enceinte, elle permet de compenser la mesure de gravité relative d'une variation de température. Une procé-

11. *Relative Gravity Campaign*
12. *International Comparison of Absolute Gravimeters*
13. *vertical gravity gradients*

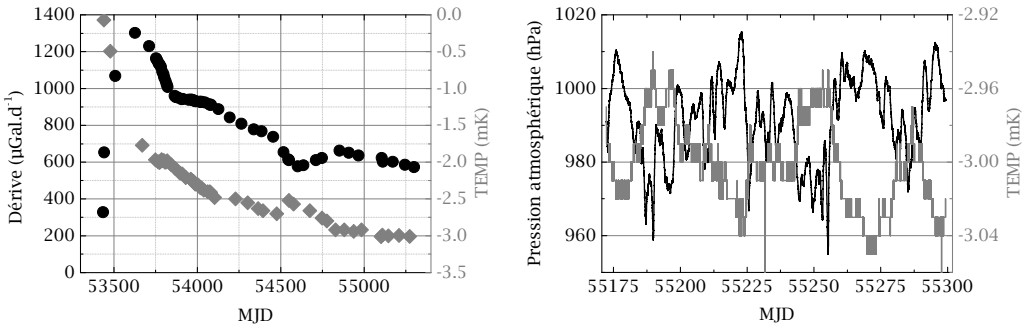

FIG. 2.8 – A gauche, dérive instrumentale (rond noirs) et paramètre TEMP (carrés gris) de notre gravimètre relatif *Scintrex* CG5 S105 depuis sa mise sous tension en 2005. A droite, même paramètre TEMP (en gris) durant un enregistrement des variations de gravité, représenté avec les variations de la pression atmosphérique (en noir), du 7 décembre 2009 au 13 avril 2010.

dure d'ajustement permettait de maintenir ce paramètre à (0 ± 1) mK sur le CG3 ce que le CG5 ne permet pas. L'évolution de la valeur de ce paramètre est reporté sur la figure 2.8 de gauche depuis la mise en service du CG5. La variation du paramètre TEMP suit l'évolution d'une exponentielle décroissante ce qui sous entend que l'étanchéité de l'enceinte à vide est défectueuse. Il est remarquable également que la variation de la dérive de l'instrument semble parfois corrélée et parfois anticorrélée à la variation de TEMP. La figure 2.8 de droite montre la corrélation entre TEMP et la pression atmosphérique qui joue directement sur la température de l'enceinte. Le coefficient correctif TEMPCO du S105 vaut -130 $\mu Gal.mK^{-1}$. TEMP a évolué de $0,1$ mK entre MJD=55190 et MJD=55225, correspondant à une variation de gravité de 13 μGal. Durant ce temps, la pression a évoluée de 55 hPa ce qui correspond à une variation de presque 15 μGal (paragraphe 2.4.2). La dérive de TEMP est responsable de cet écart. Ces observations concernant TEMP sont intéressantes à prendre en compte et seraient à vérifier sur d'autres instruments. Il semblerait qu'on pourrait mieux ajuster ou contrôler la dérive instrumentale de l'instrument en ayant accès à une plus grande résolution de ce paramètre TEMP. Nous n'avons pas mené cette étude qui sortait du cadre de la thèse. Les variations de TEMP n'affectent pas nos déterminations mais il faut néanmoins en être conscient pour exclure des processus de mesures les données non utilisables. Durant les mesures de gradient vertical de gravité ou de liens (paragraphes 2.5.2 et 2.5.3), le paramètre TEMP augmente sensiblement d'environ $0,05$ mK durant la première heure de mesure. Ces mesures ne sont pas exploitables et sont systématiquement exclues des déterminations. Elles

correspondent à un temps de chauffe de notre CG5. Lors de déterminations des paramètres de marées (paragraphe 2.4.1), les variations de TEMP sont directement inclus dans l'ajustement de l'"admittance α" (paragraphe 2.4.2). Ces déterminations reposent sur l'analyse spectrale du signal et les dérives n'ont pas d'influence.

Inclinaison

Nous avons incliné le gravimètre à l'aide des vis du tripode afin de vérifier l'effet d'éventuelles inclinaisons par rapport à l'horizontale [36]. En prenant soin d'effectuer des mesures différentielles pour évaluer et soustraire la dérive résiduelle de l'instrument, nous avons observé deux plateaux selon les deux axes de rotations horizontaux. La correction des inclinaison est correctement effectuée au niveau de 1 μGal pour des inclinaisons comprises entre ± 20" pour des mesures de 20 s. Toutes nos mesures présentées par la suite ont été réalisées avec des inclinaisons centrées à (0 ± 3)" garantissant une erreur négligeable concernant l'inclinaison de l'instrument.

Stabilité

Le CG5 dispose d'un mode d'acquisition continue des mesures. En plus des données moyennées, les données brutes (6 Hz) sont également stockées en mémoire. Ce mode nous a permis de caractériser la stabilité court terme de l'instrument. Le choix de la durée d'acquisition maximale permise de 256 s s'impose lors de ces mesures afin de minimiser la durée des temps morts. La taille de la mémoire permet ainsi d'acquérir jusque $12,5$ h de données avec notre S105. Les CG5 plus récents tels que le S348 du BIPM, ont une mémoire trois fois plus importante permettant des acquisitions de $1,5$ d. Par contre le temps mort de cet instrument est de 11 s contre 9 s pour notre S105. Les données brutes contiennent les tensions mesurées par le capteur capacitif, les inclinomètres et la sonde de température. A partir du schéma de principe de la figure 2.7 et des coefficients de calibration, on calcule la gravité mesurée par le CG5, corrigée des effets d'inclinaison, de température et de dérive. Il est alors aisé de moyenner ces résultats pour vérifier le traitement correct des données du CG5 en comparant les moyennes fournies et celles calculées. Nous avons alors corrigé les données des effets de pression puis des marées à partir de notre propre détermination des coefficients d'amplitude et de phase du modèle de marées (paragraphe 2.4.1). La stabilité est exprimée avec l'écart-type d'Allan [69] dont le principe est rappelé en annexe B. L'écart type d'Allan des données brutes corrigées est tracé sur la figure 2.9 de gauche. Pour les temps de moyennage courts, inférieurs à 1 s, la sensibilité est

dégradée par le bruit sismique basse fréquence dont l'amplitude est réduite par un filtre interne au CG5. L'écart type d'Allan ne décroît pas en $\tau^{-1/2}$ comme en présence d'un bruit blanc. L'erreur statistique du CG5 ne devrait donc pas être donnée comme c'est le cas, par la formule classique $err = sd/\sqrt{N}$ avec sd l'écart type et N le nombre de mesures. Par la suite, nous avons donc utilisé l'écart-type sd. Après 40 s de moyennage, le CG5 atteint une stabilité de 1 μGal qui continue de s'améliorer pour atteindre $0,8$ μGal après 85 s. Pour des temps de mesure supérieurs, la stabilité est dégradée par l'effet des marées. Une fois corrigée les données brutes de cet effet, la stabilité s'améliore pour atteindre un palier à $0,5$ μGal en 150 s d'intégration. Afin de réaliser des mesures avec une stabilité meilleure que 1 μGal, nous avons choisi de moyenner 85 s les mesures effectuées lors des cartographies du site.

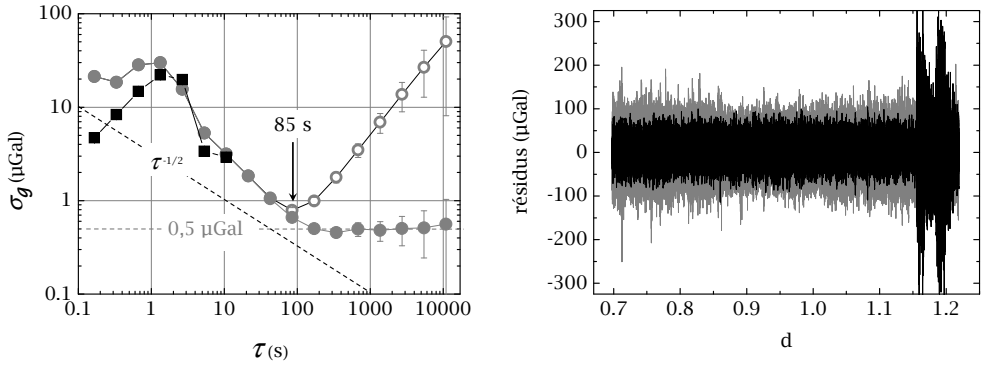

FIG. 2.9 – Mesures brutes de gravité à 6 Hz obtenues avec le S105. A gauche, écart type d'Allan, les données brutes ont été corrigées des effets de température, d'inclinaison et de dérive. Les courbes grises sont issues de la même acquisition à Trappes, les ronds pleins représentent les données corrigées de l'effet des marées. La courbe noire à été mesurée à Walferdange au Luxembourg, après 10 s, cette courbe est confondu avec celle obtenue à Trappes et ses points ne sont pas représentés. A droite, résidus des mesures à 6 Hz obtenues à Trappes (en gris) et à Walferdange (en noir). Un séisme de 7.1 situé à Pagan a perturbé la fin de l'enregistrement du signal obtenu à Walferdange.

Influence du site Le palier à $0,5$ μGal semble être la limite de notre gravimètre. Nous avons cherché à atteindre ce palier plus rapidement en profitant de notre présence à Walferdange lors des mesures de vgg. Ce site situé dans une ancienne mine de gypse est en effet moins soumis à l'activité humaine que le site de Trappes. Les données brutes à 6 Hz sont représentées sur la figure 2.9 de droite. Il apparaît clairement que le signal obtenu à Walferdange est moins bruité que celui obtenu à Trappes. Lors de cette acquisition, un séisme de $7,1$ sur l'échelle de Richter a été enregistré. En

retirant les données perturbées par ce séisme, on obtient un écart type d'Allan qui commence à $4,5\ \mu Gal$ à $0,17\ s$ (carrés noirs sur la figure 2.9). Suite à la "bosse sismique", la courbe se superpose rapidement à la courbe obtenue sur le site de Trappes pour atteindre le même palier à $0,5\ \mu Gal$ en $150\ s$ de moyennage. Hormis sur le très court terme, le site n'influe en rien sur les performances du gravimètre.

Comparaison de gravimètres relatifs CG5 Il ne nous a malheureusement pas été possible de participer à la RCG'09 en même temps que les autres participants ce qui nous aurait permis d'effectuer des mesures similaires avec plusieurs gravimètres en parallèle sur un même site. Nous avons néanmoins pu effectuer cette mesure en parallèle avec le CG5 S348 du BIPM sur le site de leur balance du watt. Ce dernier CG5 est plus récent que le notre et dispose d'une mémoire trois fois plus importante. La figure 2.10 de droite montre les résidus de mesure des deux CG5 et la figure de gauche, l'écart type d'Allan sur ces données communes. Il apparaît que le résidu du S348 est plus important que celui du S105 ce qui se traduit par une stabilité plus élevée sur les temps courts. On peut remarquer que la pente du S348 s'approche plus d'une pente en $\tau^{-1/2}$ que celle du S105 et descend plus bas que $0,5\ \mu Gal$. Par contre cette variance remonte au lieu d'observer un bruit de scintillation comme le S105. Nous avions observé une telle remontée sur nos premières mesures à Trappes alors que nos paramètres de marées n'étaient pas aussi ajustés qu'ils ne le sont actuellement.

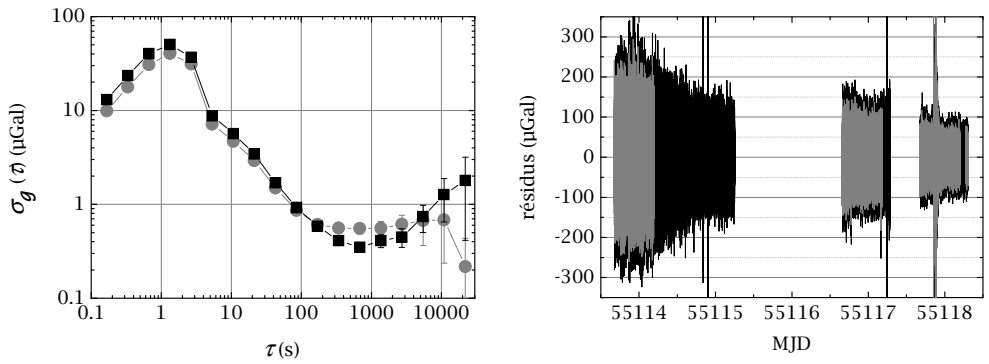

FIG. 2.10 – Ecart type d'Allan des mesures brutes de gravité à 6 Hz communes aux gravimètres S348 (en noir) et S105 (en gris). Les mesures brutes corrigées sont représentées dans l'encart.

Les performances de chaque gravimètre sont différentes, la limite intrinsèque de notre S105 est de $0,5\ \mu Gal$, très certainement lié à la qualité de notre ressort et éventuellement à la dérive du paramètre TEMP.

2.4 Variations et corrections de l'accélération de la pesanteur

L'accélération de la pesanteur varie dans le temps sous l'effet de l'attraction gravitationnelle des astres et des mouvements de masses au voisinage du point de mesure, telles que ceux des enveloppes fluides que sont l'atmosphère et les nappes phréatiques, pour ne citer que les plus connus. Il faut tenir compte de ces effets systématiques extérieurs pour déterminer une mesure absolue de g. Dans le cadre de la mesure de la constante de Planck au LNE, il ne sera pas nécessaire d'effectuer ces corrections. Ces variations qui affectent le poids de la mesure de la balance seront mesurées par le gravimètre atomique en temps réel. Cependant, dans le cadre de la caractérisation gravimétrique du site de Trappes et de l'étude du gravimètre atomique, il est important de bien modéliser ces effets afin de pouvoir comparer des mesures absolues déterminées à différents moments et de vérifier le bon fonctionnement du gravimètre absolu. Par la suite, la sensibilité de notre étalon pourrait permettre d'améliorer ces modèles voire même d'observer d'autres effets une fois la mesure corrigée des effets dominants ici présentés.

2.4.1 Marées

La déformation de la Terre due aux marées est une réponse élastique de son noyau aux accélérations produites par la lune, le soleil et dans une moindre ampleur, par les autres planètes [70]. Sous les latitudes européennes, les déformations journalières peuvent atteindre des amplitudes de 40 cm et le maximum de variation de gravité 300 μGal. Les marées dues au soleil représentent environ 46 % des marées lunaires. Les modèles ne peuvent prédire exactement le comportement général de l'effet des marées. Bien que la théorie statique permette de décrire l'influence des mouvements de la lune et du soleil, il est plus difficile de modéliser une correction due aux déplacements des océans. Il faut alors recourir à la théorie dynamique décomposant les océans en éléments dont les mouvements ont la même période que la force qui leur donne naissance et dont la somme des mouvements partiels élémentaires constituent le mouvement total. Plusieurs ouvrages traitent du développement mathématique de ce phénomène dont [71]. Les enregistrements de marées avec des gravimètres montrent d'importantes différences avec la théorie qui ne tient pas compte de la surcharge océanique [72]. Des corrections ont été proposées [73]. L'amplitude des effets océaniques dépend de l'éloignement des côtes, il est de 3 μGal à 4 μGal à Trappes.

Néanmoins, ce signal n'est pas en phase avec les marées terrestres. Pour corriger les mesures gravimétriques de l'effet des marées dans son ensemble, on écrit cette correction comme une somme de termes périodiques :

$$\triangle g_{marées} = -\sum \delta_i A_i \cos(\omega_i t + \phi_i + \triangle\phi_i) \tag{2.10}$$

avec (A_i, ω_i, ϕ_i) l'amplitude, la fréquence et la phase théoriques de l'onde i provenant des modèles, et (δ_i, $\triangle\phi_i$) l'amplification et le déphasage observés pour cette même onde i. Le catalogue de potentiels de marées utilisé pour notre ajustement des coefficients est celui de Tamura [74] qui contient 1 200 ondes (exactitude meilleure que $0,01$ μGal).

La première détermination de ces paramètres pour notre site de Trappes a été réalisé par Alexander Kopaev de l'Université de Moscou sur un enregistrement de 150 d du 13 décembre 2006 au 11 mai 2007 [36]. Il est possible d'ajouter à l'analyse, des enregistrements des paramètres environnementaux tels que la pression, la hauteur de nappes phréatiques, l'humidité dans le sol, etc... Nous ne disposions en 2007 que des capteurs de pression et l'ajustement calculé, l'influence ou facteur de corrélation de la pression sur notre mesure, plus communément nommée en anglais : *"barometric gravity admittance α"* est pour notre CG5 : $\alpha = -0,27$ $\mu Gal.hPa^{-1}$, proche de la valeur communément admise de $-0,3$ $\mu Gal.hPa^{-1}$ [75] (paragraphe 2.4.2). L'écart type du résidu entre les données enregistrées et la modélisation des variations obtenues est de $0,7$ μGal, on l'appelle l'écart type de la détermination.

Deux autres déterminations ont été réalisées ensuite avec des enregistrements de 120 d obtenus avec deux gravimètres CG5 en parallèles sur le site : notre S105 et un CG5 de l'Université du Luxembourg (CG5UL) d'Olivier Francis. Le tripode de ce CG5 a été remplacé par un tripode équipé de moteurs pas à pas afin de modifier automatiquement l'inclinaison de l'instrument si nécessaire. Le signal du CG5UL était un petit peu plus bruité qu'avec le S105. Les deux analyses des paramètres de marées ont donné des résultats proches. L'écart type de l'ajustement obtenu avec le CG5UL est de $1,2$ μGal et l'admittance de $-0,16$ $\mu Gal.hPa^{-1}$ contre encore $0,7$ μGal avec le S105 pour une admittance de $-0,26$ $\mu Gal.hPa^{-1}$. Cette différence confirme que les performances des CG5 ne sont pas identiques.

Finalement, nous utilisons le résultat de la dernière détermination effectuée, également réalisée par Olivier Francis, sur 573 d de mesures. Les résultats sont repré-

Onde	Amp μGal	δ	sd	$\triangle\phi$ $^\circ$	sd $^\circ$
Q1	6.73	1.1414	0.0024	-0.621	0.139
O1	35.25	1.1444	0.0005	-0.005	0.027
M1	2.82	1.1648	0.0046	-0.051	0.266
P1	16.46	1.1482	0.0012	0.450	0.068
K1	49.24	1.1368	0.0004	0.395	0.020
J1	2.79	1.1520	0.0059	0.199	0.341
OO1	1.53	1.1518	0.0066	0.085	0.379
2N2	1.14	1.1447	0.0096	4.506	0.553
N2	7.35	1.1750	0.0019	4.036	0.109
M2	38.79	1.1880	0.0004	3.333	0.021
L2	1.11	1.2061	0.0136	1.101	0.777
S2	18.20	1.1980	0.0008	1.345	0.045
K2	4.99	1.2075	0.0021	1.523	0.123
M3	0.45	1.0504	0.0229	-0.261	1.314
M4	0.17	3.3461	1.5152	-77.747	86.816

TAB. 2.2 – Paramètres de marées obtenus à partir de 573 jours de mesure.

sentés dans tableau 2.2. L'écart type de cet ajustement est encore de $0,7\ \mu Gal$ et l'admittance est de $-0,3\ \mu Gal$. Cet enregistrement sur plus d'un an permet également d'ajuster le modèle en le décomposant sur 36 ondes. La différence des effets des marées calculées à partir de la décomposition sur 15 ondes et 36 ondes sur la période représentée sur la figure 2.8 de droite est de $(0,0 \pm 0,1)\ \mu Gal$. Il ne semble pas possible d'obtenir une stabilité meilleure que $0,5\ \mu Gal$ avec notre S105 et donc d'obtenir des paramètres de marées permettant de modéliser ces variations de gravité à mieux que cette valeur de $0,5\ \mu Gal$. Les écarts types des déterminations obtenus sont de $0,7\ \mu Gal$ ce qui est supérieur à la limite de $0,5\ \mu Gal$. L'écart est lié à l'évaluation de la dérive instrumentale nécessaire au calcul de l'écart type de la détermination, et à la variation de α qui ne semble pas être une constante. Pour l'étude gravimétrique du site, la résolution obtenue est tout à fait satisfaisante. Depuis que nous avons cartographié les dalles, notre instrument a essentiellement été utilisé à l'enregistrement des variations de gravité, une nouvelle analyse de ces signaux sera effectuée avec comme paramètre environnemental supplémentaire, l'enregistrement des variations du niveau de la nappe phréatique située dans les sables de Fontainebleau.

2.4.2 Pression atmosphérique

Les variations de gravité générées par les variations de la masse de l'atmosphère peuvent être séparées en deux effets : *(i)* l'effet direct de l'attraction de la masse d'air et *(ii)* l'effet indirect de charge de la masse d'air sur la croûte terrestre et les océans. Les déformations de la surface peuvent atteindre 1 cm. Les variations de l'accélération de la pesanteur sont corrélées avec les variations de la pression atmosphérique avec une admittance de $-0,3\ \mu Gal.hPa^{-1}$ à $-0,4\ \mu Gal.hPa^{-1}$ selon les régions, la météo et la proximité de la mer. Durant les mesures relatives ou absolues, il est nécessaire de mesurer les variations de pression atmosphérique pour corriger les mesures. La résolution 9 de l'IAG [14] recommande d'utiliser une admittance de $\alpha = -0,3\ \mu Gal.hPa^{-1}$ comme moyenne globale par défaut [76]. La correction de la mesure de gravité est basée sur le *"U.S Standard Atmosphere, 1976"* pris comme référence de modèle atmosphérique et s'écrit :

$$\triangle g_{air} = -\alpha(P - P_n) \tag{2.11}$$

avec P la pression atmosphérique et P_n la pression atmosphérique nominale ainsi définie :

14. *International Association of Geodesy*

$$P_n = 1013,25 \left(1 - \frac{0,0065h}{288,15}\right)^{5,2559} \tag{2.12}$$

avec h la hauteur de mesure par rapport au niveau des mers. Sur le site GR de Trappes, $P_n = 992,99\ hPa$.

Si la pression varie de 30 hPa, le coefficient α doit être connu avec une incertitude meilleure que 5 % pour obtenir des corrections avec des incertitudes de $0,5\ \mu Gal$. Durant l'enregistrement du 7 décembre 2009 au 13 avril 2010 de la figure 2.8 de droite, on voit que la pression a varié de 55 hPa correspondant à une variation de gravité de $14,85\ \mu Gal$ si l'admittance vaut $\alpha = -0,27\ \mu Gal.hPa^{-1}$ mais $16,5\ \mu Gal$ si elle vaut $\alpha = -0,3\ \mu Gal.hPa^{-1}$. Nos déterminations de α ont révélé des différences. Ce paramètre pris usuellement comme constant n'a aucune raison de l'être. Il dépend de la pression atmosphérique mais également des nuages et de ce qu'ils contiennent. De plus, tous les instruments ne réagissent pas de la même façon à la pression comme on l'a vu au paragraphe 2.4.1.

2.4.3 Mouvement du pôle

L'orientation de l'axe de rotation de la Terre n'est pas fixe par rapport à la croûte terrestre, si bien que la position des pôles peut ainsi varier de quelques mètres par an. Ces variations modifient l'accélération de la pesanteur au point de notre mesure par variation de l'accélération centrifuge. L'IERS [15], service déterminant la vitesse de rotation de la Terre, fournit toutes les semaines les coordonnées x_p et y_p du pôle Nord relativement au pôle de référence. Ces coordonnées sont définies dans un plan tangent au pôle avec l'axe x dans la direction du méridien de Greenwhich et l'axe y pointant vers le méridien $90^\circ O$. Le mouvement du pôle est principalement composé de deux périodes de 365 et 435 jours et d'une dérive irrégulière [13, 77]. La correction de la mesure de gravité est donnée par [78] :

$$\triangle g_{pol} = -\delta_{pol}\omega^2 r \sin 2\varphi (x_p \cos\lambda - y_p \sin\lambda) \tag{2.13}$$

avec ω la vitesse de rotation de la Terre, r le rayon moyen de la Terre et (φ, λ) les latitude et longitude du point de mesure. Le facteur d'amplitude $\delta_{pol} = 1,16$ prend en compte la réponse élastique de la Terre. L'erreur sur cette correction est inférieure à $0,1\ \mu Gal$, grâce à l'exactitude des coordonnées fournies par l'IERS ($\pm 0,0003$").

15. *International Earth Rotation and reference Systems service*

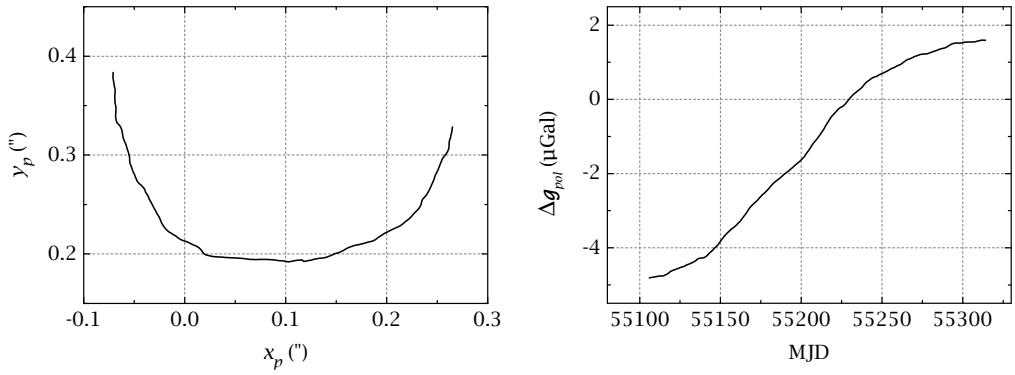

FIG. 2.11 – Position de l'axe de rotation de la Terre (à gauche) et correction correspondante de la mesure de gravité due au mouvement du pôle (à droite) depuis l'installation du gravimètre atomique sur le site GR de Trappes en septembre 2009.

La variation de la correction à apporter aux mesures n'est pas assez rapide pour en tenir compte dans nos caractérisations gravimétriques du site (figure 2.11). Par contre, il faut en tenir compte si on souhaite fournir une mesure absolue de g et comparer cette mesure à une mesure plus ancienne correspondant à une position du pôle différente.

2.4.4 Nappes phréatiques

Comme toute variation de masse environnant la station de mesure de gravité, la variation du niveau des nappes phréatiques modifie l'accélération de la pesanteur [79, 80]. Nous avons placé un capteur piézométrique dans un forage afin de suivre l'évolution du niveau de la nappe des sables de Fontainebleau (paragraphe 2.2). Ce capteur est calibré afin de mesurer des variations du niveau d'eau de deux mètres sur sa plage de mesure de 4 mA à 20 mA. Il est placé à 1 m sous le niveau de la nappe. Ces capteurs piézométriques déduisent la hauteur d'immersion dans l'eau de la pression mesurée dans l'eau. Un "capillaire" remontant jusqu'à la surface permet de soustraire la pression atmosphérique à la mesure. L'enregistrement du niveau de la nappe phréatique du 7 décembre 2009 au 13 avril 2010 (figure 2.12 de gauche) montre que la remise à la pression atmosphérique de la mesure n'est pas correctement effectuée. Le capteur mesure donc les variations de la pression atmosphérique, nous avons essayé de soustraire cet effet des mesures en recherchant la corrélation entre cette mesure du niveau de la nappe et la pression atmosphérique. Le résidu est représenté en gris sur la figure 2.12 de droite. Sur cette même figure est représenté en gris clair le résidu du signal de gravité mesuré avec le S105, ce signal est corrigé

des effets de marées et de pression et est corrigé d'une dérive ajustée avec un polynôme d'ordre 3. Il semble rester une variation de gravité d'amplitude $24,7\ \mu Gal$ correspondant à une variation de niveau de la nappe de 24 cm mais cette correction, représentée en noir sur la figure, n'est pas adaptée. Le calcul du changement de gravité engendré par un espace vide de dimensions infinies se remplissant d'eau, indique une dépendance de $0,4\ \mu Gal.cm^{-1}$. L'espace ici impliqué est composé de sables et grès de Fontainebleau de porosité située entre 15 % et 25 % ce qui tempère plus encore l'effet sur les variations de gravité. Si on considère une porosité de 25 %, une variation de 20 cm de la nappe phréatique correspondrait à une variation de la gravité de $1,6\ \mu Gal$ bien inférieur aux 15 μGal détectables sur le signal. La variation ici détectée est attribuée à la mauvaise correction des effets de température dans notre CG5. Il serait judicieux lors d'une nouvelle détermination des paramètres des effets des marées d'inclure le paramètre TEMP comme élément modifiant la gravité. D'autre part, afin de connaître la dépendance à la pression atmosphérique du capteur piézométrique, une mesure du courant délivré par la sonde immergée à une hauteur constante dans un bain d'eau est à réaliser en parallèle à l'enregistrement de la pression atmosphérique.

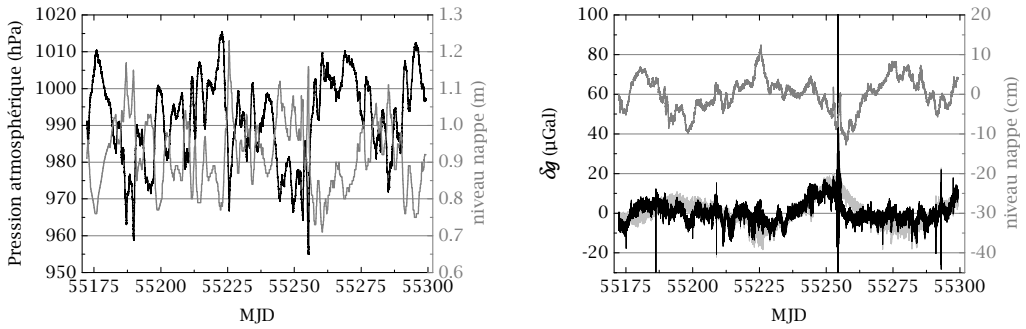

Fig. 2.12 – A gauche, variations de la pression atmosphérique et de la hauteur du niveau de la nappe phréatique des sables de Fontainebleau mesurée avec notre capteur piézométrique, du 7 décembre 2009 au 13 avril 2010. A droite résidu de la variation de gravité durant cette période, corrigé de la dérive instrumentale (en gris clair) puis également corrigé d'un effet de hauteur de nappe (en noir) représenté au dessus en gris foncé.

2.5 Cartographie

Ce paragraphe est consacré aux études que nous avons effectuées afin de transférer la valeur absolue de g, mesurée en un point, en n'importe quel autre point des deux

massifs. Un modèle du champ de gravité dans le laboratoire a été réalisé permettant de connaître les différences entre tous les points des laboratoires dans un volume de 50 m^3. Il est ainsi possible de comparer deux gravimètres sans avoir besoin de les déplacer mais surtout, de transférer la mesure de g du gravimètre atomique au centre de masse de l'étalon impliqué dans la balance du watt. Ce paragraphe résume un article publié dans Metrologia [36].

2.5.1 Conditions de mesures

Au début de cette thèse, la balance du watt n'était pas encore assemblée et le gravimètre atomique était en phase de développement au LNE-SYRTE à l'Observatoire de Paris. Nous avons profité que les deux massifs étaient alors relativement peu occupés pour cartographier les différences de gravité en trois dimensions dans les deux laboratoires. Seuls un marbre optique occupait le point BW_{10} et un prototype de translation du fléau [56] était placé aux points GR_3, GR_4, GR_9 et GR_{10}. Leur effet sur la gravité a été évalué et corrigé des mesures. La présence de ces éléments nous a empêché de mesurer cinq gradients verticaux et une station lors de la cartographie horizontale.

Nous avons précisé dans le paragraphe 2.2, que le sol des massifs était recouvert d'un tapis plastifié de type *linoleum*. Le trépied du CG5 a des embases pointues qui s'enfoncent dans ce revêtement et l'inclinaison du senseur peut varier. Pour éviter ce désagrément, nous posons le tripode du CG5 sur d'autres tripodes afin d'effectuer nos mesures. La conception de ces tripodes est basée sur celle des tripodes utilisés au BIPM lors des campagnes de mesures relatives RGC [66] effectuées pour les ICAG. Leurs pieds circulaires ont un diamètre de 35 mm et ne s'enfoncent pas dans le revêtement. Si on prend en compte la hauteur du senseur dans le CG5, l'empilement des différents trépieds nous permet de mesurer la gravité aux hauteurs effectives de $51,6$ cm, $101,4$ cm et $151,4$ cm (figure 2.13). Nous avons choisi ces hauteurs pour encadrer la hauteur de 1 m, hauteur prévue pour la masse impliquée dans la balance du watt. Le nouveau gravimètre atomique n'existant alors qu'à l'état de croquis, cette hauteur pouvait également correspondre à la hauteur à laquelle le gravimètre devait donner la valeur absolue de g.

2.5.2 Gradients verticaux de gravité (vgg)

Les gradients verticaux de gravité, notés vgg [16] ont été déterminés en mesurant la gravité à trois hauteurs. La figure 2.13 détaille le protocole mis en place pour la détermination des vgg. Il consiste à mesurer la gravité à 11 positions successives. A chaque position, deux à trois mesures de 85 s sont effectuées selon le bruit sismique. Les mesures sont corrigées d'une dérive résiduelle commune qui est la moyenne pondérée des trois dérives individuelles calculées à chaque hauteur. La valeur de la gravité à chaque hauteur est la moyenne pondérée des mesures à cette hauteur. La pondération choisie est l'inverse des écarts types au carré ($1/sd^2$). L'écart type de la moyenne des mesures à une même hauteur permet de pondérer par la suite le poids des trois valeurs de gravité lors du meilleur ajustement de la courbe du vgg.

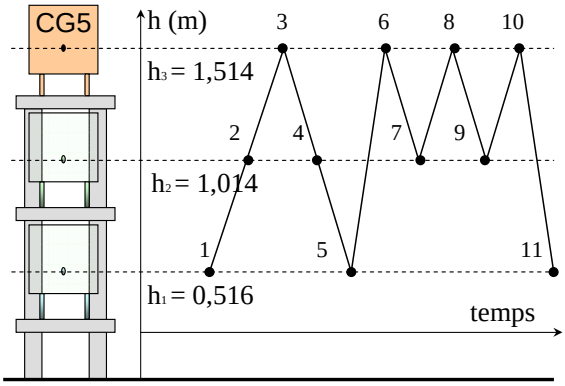

FIG. 2.13 – Protocole de mesure utilisé pour déterminer les gradients verticaux de gravité (vgg). Il comporte 11 positions de mesure à trois hauteurs différentes.

Lors des différents essais qui ont abouti à ce protocole de mesure, des mesures à une quatrième hauteur de 26 cm ont été ajoutées. Cette hauteur était obtenue en posant le tripode du CG5 directement sur le sol. Le but était de détecter la non linéarité du vgg proche du sol en disposant d'un point supplémentaire lors de la recherche de la courbe de meilleur ajustement du vgg avec un polynôme de degré 2. Les termes non-linéaires ne sont pas significatifs sur trois ou quatre points. Chaque station de mesure supplémentaire rallonge bien entendu le temps nécessaire à la détermination d'un vgg. De plus, comme nous cherchons à déterminer le vgg à une hauteur proche de 1 m, cette quatrième position a rapidement été supprimée du protocole en cours d'élaboration. Dès lors, le vgg a été considéré comme linéaire entre

16. *vertical gravity gradient*

$0,5\ m$ et $1,5\ m$ ce qui s'est par la suite confirmé lors des modélisations (paragraphe 2.6).

La détermination de la dérive résiduelle est fondamentale. Notre protocole a été mis en place afin de faciliter cette détermination. En effet les passages successifs à une même position à des moments différents sont choisis afin que les écarts de temps ($\triangle T$) entre deux passages soient différents : à la hauteur h_3, 4 passages donnent 6 $\triangle T$. Nous avons éprouvé notre protocole en le répétant trois fois sur un même point durant 4 h . Pour chaque hauteur, nous avons calculé les paires ($\triangle G$, $\triangle T$) avec $\triangle G$ la différence relative de gravité entre deux mesures effectuées avec un écart de temps $\triangle T$. Au total, les 4 h de mesure représentent 153 paires ($\triangle G$, $\triangle T$) soient 153 dérives résiduelles. La moyenne de la distribution de ces dérives donne la dérive nominale avec un écart type de 1 $\mu Gal.d^{-1}$. Nous avons calculé trois vgg avec trois dérives : la nominale et la nominale plus et moins deux fois l'écart type (2 $\mu Gal.d^{-1}$). Les trois résultats sont les mêmes : la plus grosse différence est de $0,2\ \mu Gal.m^{-1}$ alors que l'incertitude sur chaque courbe de meilleur ajustement est de $0,5\ \mu Gal.m^{-1}$. Enfin, nous avons considéré chacune des trois répétitions du protocole comme indépendante. A chaque répétition nous avons calculé sa propre dérive et le vgg. Les trois vgg obtenus sont identiques, l'écart le plus grand est de $0,3\ \mu Gal.m^{-1}$.

Durant plusieurs mois, nous avons déterminé tous les vgg aux 70 points accessibles sur les massifs. Certains vgg ont été déterminés à plusieurs reprises afin d'évaluer la stabilité des déterminations. Ainsi 8 déterminations ont été effectuées au point *223* durant 3 mois. L'écart type de la distribution de ces 8 déterminations et de $1,0\ \mu Gal.m^{-1}$.

A partir de ces différents tests et résultats, en prenant en compte l'influence de la dérive résiduelle ($0,2\ \mu Gal.m^{-1}$) et l'incertitude sur la détermination de la courbe linéaire de meilleur ajustement ($0,5\ \mu Gal.m^{-1}$), l'incertitude sur la détermination du vgg est de $0,5\ \mu Gal.m^{-1}$. En considérant l'écart type pour les mesures répétées, l'incertitude sur la détermination du vgg est de $1,0\ \mu Gal.m^{-1}$. Avec une telle incertitude et à la hauteur de détermination de 1 m, il n'est pas possible de détecter une non linéarité du vgg dans notre laboratoire.

La figure 2.14 représente la cartographie des vgg sur les deux massifs.

2.5.3 Cartographie horizontale

Chaque massif a été cartographié indépendamment et de manière identique avec le point central comme station de référence. Les mesures ont été effectuées à $51,6\ cm$

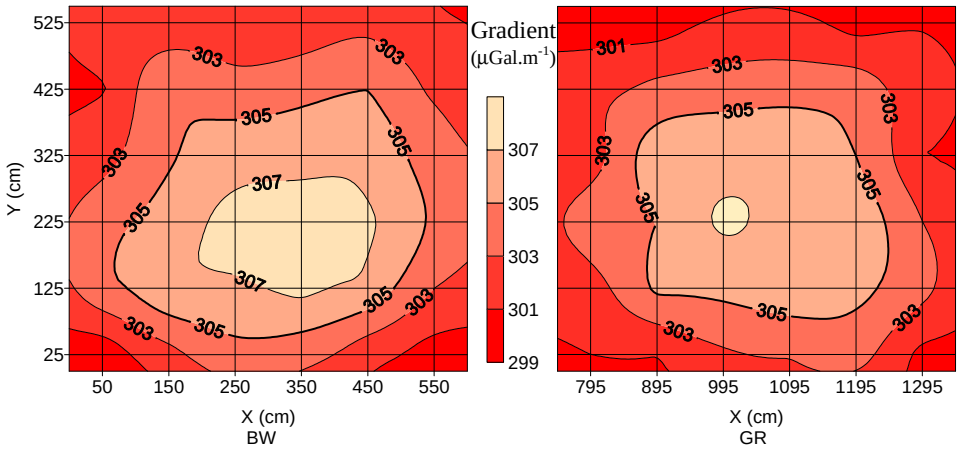

FIG. 2.14 – Cartographie des *vgg* sur les deux massifs.

du sol à l'aide du petit tripode (figure 2.13). Le protocole de mesure est représenté sur la figure 2.15. Il consiste à effectuer une étoile à quatre bras, centrée sur la station de référence puis à visiter les six points de chaque ligne horizontale en repassant par la station de référence entre chaque ligne et enfin l'étoile est refaite pour clore les mesures. Ce protocole a été mis en place afin de déterminer au mieux la dérive résiduelle [3]. Deux mesures successives de 85 s sont effectuées à chaque point. La dérive est déterminée entre deux passages successifs sur la station de référence et les différences de gravité sont calculées relativement au point central. Le protocole permet d'être positionné à trois instants différents aux quatres points *8*, *11*, *26* et *29* pour chaque massif. On a ainsi obtenu 3 différences de gravité relativement aux points centraux pour ces 8 points. L'écart type de ces 3 valeurs varie de $0,4$ μGal à $2,3$ μGal avec une moyenne de $0,9$ μGal pour le massif BW et $1,7$ μGal pour le massif GR, valeurs que nous avons pris comme incertitude de mesure pour chaque cartographie. Les variation de gravité obtenues varient jusque 20 μGal ce qui est bien supérieur à ces incertitudes.

2.5.4 Lien entre les deux massifs

Durant six mois, plusieurs liens entre différents points des deux massifs ont été mesurés dont six entre les deux points centraux, références de chaque massif. Ces différences sont stables : l'écart type des différences entre les deux point centraux *223* et *40* est inférieure à $0,2$ μGal. La station de référence choisie pour toutes les différences de gravité relative est le point *40* sur le massif GR, station d'accueil du gravimètre atomique. A partir de l'écart de gravité mesuré entre les deux centres, on

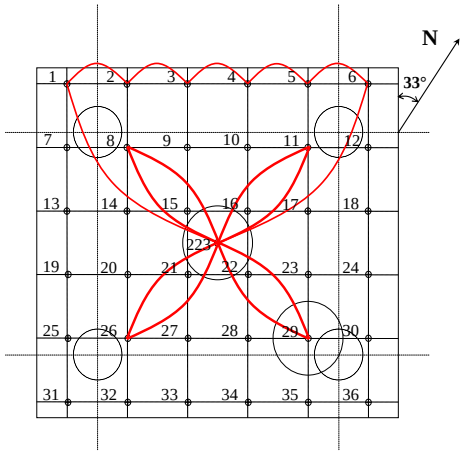

FIG. 2.15 – Protocole de mesure des différences de gravité relative représenté ici sur le massif BW. Les quatres cercles identiques représentent les pieds de 12 m soutenant la dalle. Afin de disposer des gravimètres absolus directement sur le béton, le *linoleum* a été retiré aux points *223* et *29* de ce massif BW et aux points *40*, *8*, *11*, *26*, *29* et *41* pour le massif GR.

peut cartographier les différences de gravité des deux massifs relativement au point *40*.

Les massifs sont orientés avec un angle de 33° par rapport au Nord (figures 2.5 et 2.15). En prenant en compte la Formule de Gravité Internationale applicable dans le GRS80 [17] ainsi que la position des massifs ($48°45'38,58''N$, $1°59'3,8''E$ ($WGS84$)), on calcule que la gravité varie de $0,808$ $\mu Gal.m^{-1}$ en direction du Nord. Ainsi, compte tenu de l'orientation des massifs, d'un point situé à un coin d'un massif (point *6*) à celui situé au coin opposé (point *31*) la différence de gravité supposée, due à la différence de latitude est de $5,6$ μGal et de $8,9$ μGal entre les points BW_{31} et GR_6. Nous avons corrigé les différences de gravité mesurés relativement au point *40* de l'effet de la latitude. Nous avons également corrigé ces différences de l'effet des différences de hauteur avec le point *40* en utilisant les vgg. Nous avons ainsi pu tracer sur la figure 2.16 les différences de gravité relatives au point *40* ne montrant que des différences dues à la répartition des masses locales.

Compte tenu de *(i)* l'incertitude sur la différence de hauteur entre les points donnant la plus grande valeur de vgg de $0,9$ μGal; *(ii)* l'incertitude sur le vgg de $1,0$ μGal; *(iii)* l'incertitude sur le lien entre les deux centres de $0,2$ μGal et *(iv)* de l'incertitude des cartographie des massifs de $0,9$ μGal et $1,7$ μGal, l'incertitude de la cartographie relativement au point *40* du massifs BW est de $1,6$ μGal et de $2,2$ μGal pour le massif GR.

17. *Geoid Reference System 1980*

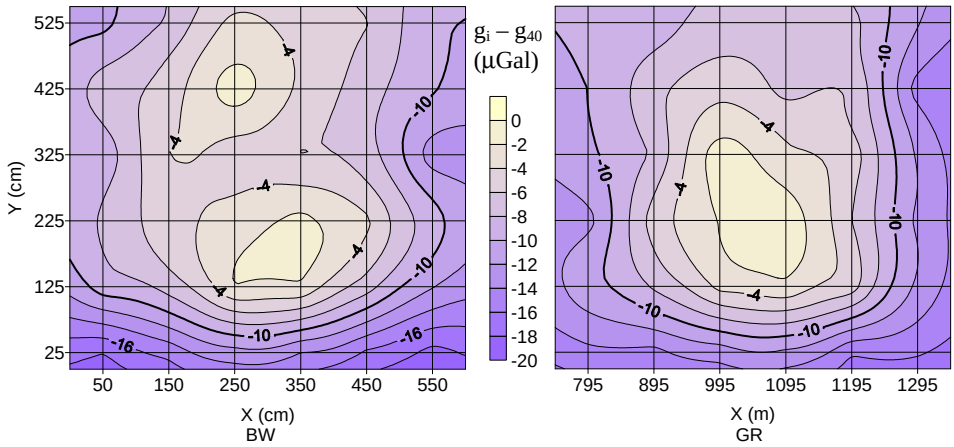

FIG. 2.16 – Champ de gravité sur les massifs après correction des effets de latitude et de hauteur, relativement au point *40*, centre du massif *GR*.

2.5.5 Comparaison avec des mesures absolues

Nous avons organisé une première comparaison de gravimètres absolus sur les massifs toujours peu encombrés. Les points *40* et GR_{29} sur le massif *GR* et les points *223* et BW_{29} sur le massif *BW* ont ainsi été mesurés par trois FG5 : le FG5#215 du RIGTC [18]; le FG5#216 de l'Université du Luxembourg et le FG5#228 de Géosciences de l'Université de Montpellier [81]. Durant six jours les gravimètres se sont succédés selon le protocole de la figure 2.17 représentant 13 mesures.

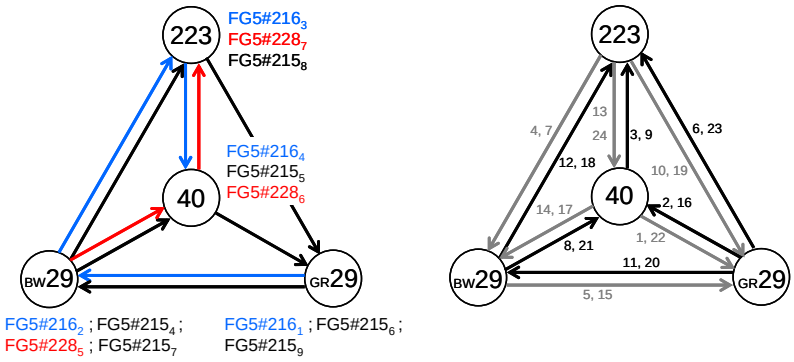

FIG. 2.17 – Protocoles de mesure entre les points *40* et GR_{29} du massif *GR* et *223* et BW_{29} du massif *BW* pour la comparaison de gravimètres absolus. A Gauche, protocole pour les FG5. A droite, protocole pour les mesures effectuées avec le CG5 avant et après la comparaison.

18. *Research Institute of Geodesy, Topography and Cartography* du *Geodetic Observatory Pecny* en République Tchèque

Chaque gravimètre effectuait deux mesures par jour, une mesure de jour et l'autre de nuit. Les résultats sont donnés à une hauteur de 122 cm du sol. Les budgets d'incertitude de tous les participants n'étant pas complets, l'incertitude de type B pour ces gravimètres a alors été fixé à 2 μGal [6]. Les résultats de mesures sont représentés sur la figure 2.18 à gauche. Les points *29* des deux massifs ont été mesurés deux fois à des jours différents par le FG5#215. Les résultats montrent une excellente répétabilité des mesures. Cependant, on relève une différence entre les différents instruments. Cette différence n'est pas suffisamment prise en compte par les budgets d'incertitude ou une erreur de mesure n'est pas correctement évaluée. L'analyse des résultats absolus avec l'indicateur 2.14 devrait montrer $|E_n| \leq 1$ pour valider les mesures et leur incertitude, ce qui n'est pas le cas. Les mesures satisfont ce critère en augmentant les incertitudes à 5 μGal.

$$E_n = \frac{g_n - g}{\sqrt{U_n^2 - U_g^2}} \tag{2.14}$$

où g_n et U_n sont les mesures absolues et les incertitudes des mesures au point n ; g et U_g étant la moyenne pondérée des mesures et l'incertitude associée.

L'excellente répétabilité des mesures nous permet néanmoins de calculer les différences de gravité relativement au point *40*. Les résultats sont présentés sur la figure 2.18 de droite et sont comparés avec des mesures effectuées avec le CG5 quelques jours avant et après les mesures absolues selon le protocole de la figure 2.17 de droite. Afin de mesurer à une hauteur proche de 122 cm, nous avons utilisé des tripodes prêtés par le BIPM nous permettant d'effectuer des mesures à 128 cm. Dans ce protocole, chaque point est visité six fois représentant 24 liens. Trois mesures successives de 85 s ont été effectuées à chaque point. Ce protocole nous permet d'évaluer la dérive résiduelle de deux manières : *(i)* entre chaque répétition de mesure à chaque point et *(ii)* entre chaque répétition de mesure en un point. Les résultats se sont avérés identiques, la différence étant de $0,2$ μGal. Les valeurs ont ensuite été transférées à la hauteur de 122 cm avec les vgg. Les résultats relatifs obtenus avec le CG5 sont en accord avec la moyenne pondérée des différence relatives obtenues avec les FG5. Cette comparaison à des mesures relatives obtenus avec des gravimètres absolus confirme la validité de protocoles de mesure et de traitement des mesures avec notre CG5.

Six mois après la comparaison, les deux centres des massifs (points *223* et *40*) ont de nouveau été mesurés avec le gravimètre absolu A10#014 de l'IPGP [19]. Les

19. Institut de Physique du Globe de Paris

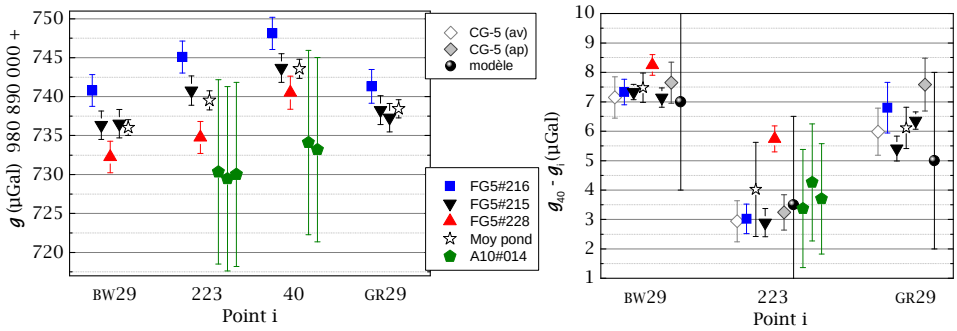

FIG. 2.18 – Résultats de la comparaison de gravimètres absolus. A gauche, mesures absolues représentées avec les incertitudes données par les participants. A droite, mesures relatives au point *40* obtenues à partir des mesures absolues. Sur ce graphe sont également représentées les mesures obtenues avec le CG5 immédiatement avant et après les mesures absolues et avec un A10 présent six mois après la comparaison. Les valeurs des CG5 et A10 ont été ramenées à la hauteur de mesure des FG5 de 122 *cm*. Les valeurs relatives obtenues avec le modèle de gravité complètent ce graphe de droite.

mesures relatives entre ces deux points sont également représentés figure 2.18. Elles sont en accord avec les précédentes mesures, confirmant que six mois après les liens entre les centres n'ont pas changé.

2.6 Modélisation des variations de gravité

Nous avons considéré que les anomalies de gravité résiduelles (figure 2.16) sont dues à l'attraction des masses environnantes. Plusieurs éléments sont susceptibles d'avoir un impact sur notre détermination du transfert de g. Connaissant, par construction, la géométrie de ces différents éléments, leurs densités ont été prises comme paramètre libre à ajuster. Nous avons considéré ces densités uniformes pour chaque élément. La modélisation de ces éléments connus repose sur un algorithme d'attraction d'éléments parallélépipédiques [82]. Nous avons ensuite minimisé le résidu de la différence entre le champ calculé et les mesures observées à 52 *cm* du sol et pour les *vgg*. La minimisation du résidu s'effectue en ajustant les densités et en ajoutant des éléments, si bien qu'au final, la modélisation comprend : les massifs, les pieds des massifs, les vides sous les dalles et les murs entourant les laboratoires. Le meilleur ajustement est obtenu pour des densités des massifs BW et GR de $2,2$ et $2,3$, valeurs proches des densités mesurées, respectivement de $2,23$ et $2,25$. Ces mesures ont été effectuées lors du carottage des dalles pour la mise en place des plots en aluminium anodisé repérant les points dédiés aux gravimètres absolus.

Les résidus du champ de gravité à 52 cm du sol et des vgg sont représentés respectivement sur les figures 2.19 et 2.20. L'écart type de la distribution des résidus de vgg est de $1,7\ \mu Gal.m^{-1}$ sur l'ensemble des massifs et de $0,9\ \mu Gal.m^{-1}$ sur les 1 m^2 centraux. Nous avons calculé les vgg à différentes hauteurs du sol. Les résultats ont confirmé la linéarité des vgg comme précédemment mentionné au paragraphe 2.5.2. Concernant les résidus de la cartographie horizontale, l'écart type est de $2,8\ \mu Gal$ sur l'ensemble des dalles et de $1,8\ \mu Gal$ sur les 1 m^2 centraux. Ces incertitudes sont dues aux incertitudes de nos cartographies de $1,6\ \mu Gal$ et de $2,2\ \mu Gal$ (paragraphe 2.5.4).

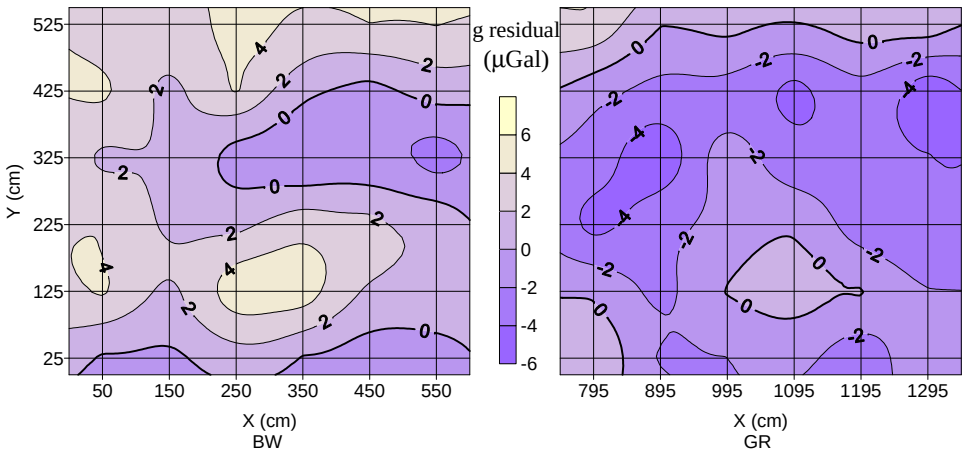

Fig. 2.19 – Résidus du champ de gravité à 52 cm du sol.

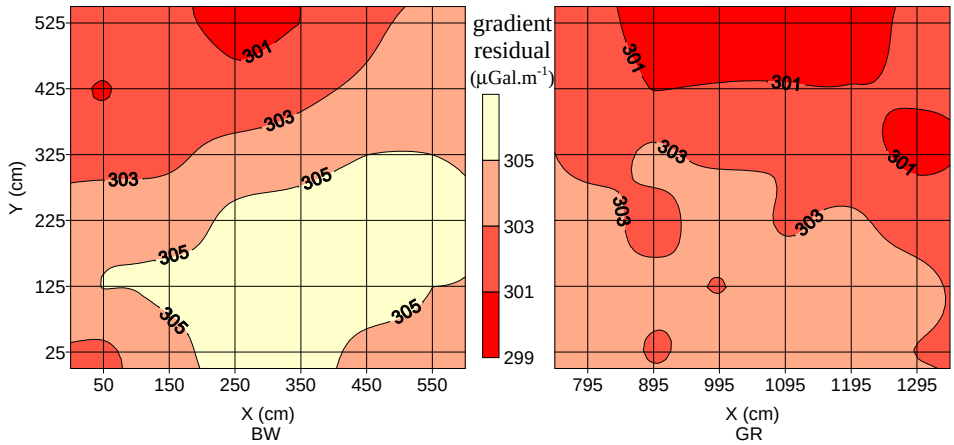

Fig. 2.20 – Résidu du champ de vgg.

Nous avons calculé le champ de gravité à 122 cm du sol afin de comparer notre modèle aux mesures absolues effectuées avec les FG5 (paragraphe 2.5.5). Les résultats sont représentés sur la figure 2.18 de droite et sont en accord avec les mesures.

Finalement, notre modélisation nous permet de transférer une mesure absolue déterminée en n'importe quel point sur nos massifs, à n'importe quel autre point avec une incertitude inférieure à 3 μGal.

2.7 Effet de la balance du watt sur la gravité

La balance du watt est elle-même un corps massique proche de la masse impliquée dans la mesure. Son effet doit être pris en compte dans le transfert final de la valeur absolue de g. Au début de ce travail de cette thèse, les géométries des éléments composants la balance du watt n'étaient pas tous définitives. Cette étude de l'effet de la balance a alors été différée. Désormais que les modules de la balance sont en cours d'assemblage, la modélisation va être réalisée.

2.8 Conclusion

Les déterminations de la constante de Planck avec des incertitudes relatives de 10^{-8} obtenues avec des expériences de type balance du watt nécessitent une détermination de g avec une meilleure incertitude relative. Nous avons utilisé un gravimètre relatif *Scintrex* CG5 dont les performances nous ont permis de cartographier les laboratoires conçus spécifiquement pour l'expérience de balance du watt au LNE avec une incertitude de 2 μGal et de modéliser les effets de marées avec une incertitude inférieure à 1 μGal. Nous avons ainsi pu modéliser les variations de gravité dans un volume de 50 m^3 avec une incertitude, inférieure à 3 μGal, limitée par les mesures. Cette modélisation pourrait être améliorée en cartographiant le site avec plusieurs gravimètres relatifs. Hormis l'effet de la balance du watt sur l'accélération de la pesanteur, la contribution du lien dans le bilan d'exactitude est actuellement meilleur que 3×10^{-9} dans le volume de 50 m^3 et meilleure que 10^{-9} entre les centres des deux massifs. Il conviendra de suivre l'évolution des différences de hauteurs entre les massifs, ce qui permettra également de contrôler leur inclinaison ainsi que l'évolution de quelques liens et vgg. Le niveau de la nappe phréatique pourra également être inclus dans les déterminations des paramètres de marées, ce qui pourrait se révéler utile pour la caractérisation du gravimètre absolu à ondes de matière.

Chapitre 3

Gravimétrie atomique

Le projet de gravimètre atomique du LNE-SYRTE a débuté à l'Observatoire de Paris avec le projet de balance du watt au LNE. Un prototype a tout d'abord été réalisé afin d'effectuer des premières mesures [34] et d'éprouver sa sensibilité [35] puis d'évaluer les effets systématiques. Parallèlement, un gravimètre plus abouti a été conçu sur la base de l'expérience accumulée avec ce prototype. Pour les deux dispositifs, le principe est bien sûr le même, et la théorie a été développée dans les thèses de Patrick Cheinet et Julien Le Gouët.

L'interféromètre atomique est basé sur l'utilisation de transitions Raman stimulées. Le principe de ces transitions est rappelé dans ce chapitre puis le fonctionnement d'un interféromètre atomique est présenté. Je décrirai ensuite la mesure de l'accélération de la pesanteur avec un tel dispositif et préciserai l'algorithme de mesure que nous avons mis en place. Ce procédé a été introduit afin de rejeter à l'aide de mesures différentielles un certain nombre d'effets systématiques, définis ensuite dans un paragraphe consacré. Je présenterai ensuite le prototype et son fonctionnement afin d'aborder ses performances et limites qui ont conduit à la conception du gravimètre final présenté au chapitre 4. Un rapide paragraphe avant de terminer ce chapitre rapporte trois expériences originales que nous avons réalisé avec le prototype au cours de ma thèse.

3.1 Transitions Raman stimulées

Une transition Raman stimulée est un processus à deux photons, où le changement d'état interne s'accompagne d'un changement d'impulsion.

Le principe est simple : on éclaire simultanément avec deux faisceaux lasers R_1 et R_2 un atome d'impulsion $\mathbf{p}$, initialement dans l'état fondamental $|f\rangle$. Les lasers R_1 et R_2 ont respectivement des impulsions et des vecteurs d'onde ω_i et $\mathbf{k_i}$, (i=1, 2). La différence de fréquence de ces faisceaux est choisie afin de correspondre exactement à la différence de fréquence entre les états fondamentaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ de l'atome (à gauche figure 3.1). Les faisceaux R_1 et R_2 permettent de coupler les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Par conservation de la quantité de mouvement, l'atome acquiert l'impulsion $\hbar\mathbf{k_1}$ du champ et absorbe un photon du champ classique $\mathbf{E_1}(\mathbf{r},t) \propto e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k_1}.\mathbf{r} + \phi_1)}$ et se désexcite par émission stimulée émettant le champ $\mathbf{E_2}(\mathbf{r},t) \propto e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k_2}.\mathbf{r} + \phi_2)}$. Il acquiert cette fois l'impulsion $-\hbar\mathbf{k_2}$. L'impulsion totale de l'atome à l'issue de la transition est donc $\mathbf{p'} = \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$, où $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}$.

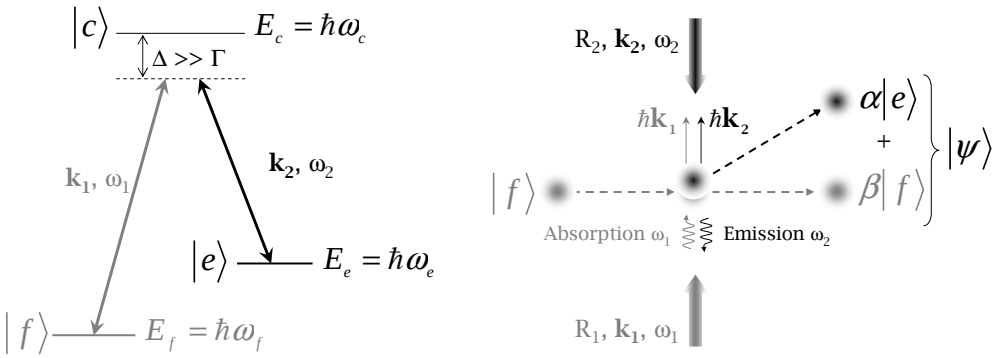

FIG. 3.1 – Principe des transitions Raman stimulées. A gauche, diagramme d'énergie d'un atome, $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont les niveaux fondamentaux et Δ le désaccord Raman. A droite, séparation cohérente effectuée par la transition Raman stimulée pour des lasers contra-propageants.

Avec des lasers contra-propageants, les impulsions $\hbar\mathbf{k_1}$ et $\hbar\mathbf{k_2}$ sont dirigées dans le même sens, et le module de l'impulsion totale est égal à la somme des modules. La vitesse supplémentaire communiquée aux atomes, dans le cas du Rubidium 87, est ainsi d'environ deux fois la vitesse de recul v_{rec}, soit $1,2\ cm.s^{-1}$.

3.1.1 Condition de résonance

La conservation de l'énergie durant le processus de transition Raman définit la condition de résonance entre les lasers :

$$\hbar\omega_1^0 + \hbar\omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \hbar\omega_2^0 + \hbar\omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m} \tag{3.1}$$

ou encore, en fonction de la différence de pulsation des lasers à résonance :

$$\begin{aligned} \omega_1^0 - \omega_2^0 &= \omega_e - \omega_f + \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} + \frac{\hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}{}^2}{2m} \\ &= \omega_{\text{HFS}} + \omega_D + \omega_{\text{rec}} + \delta\omega \end{aligned} \tag{3.2}$$

avec ω_{HFS} la pulsation de l'écart de structure hyperfine, ω_D celle du désaccord Doppler et ω_{rec} du déplacement de recul. Si la différence des lasers ne satisfait pas la condition de résonance, le désaccord $\delta\omega$ est défini par :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_1^0 - \omega_2^0 + \delta\omega \tag{3.3}$$

3.1.2 Evolution du système

Le désaccord Raman Δ entre la pulsation du laser R_1 et celle de la transition $|f\rangle \rightarrow |c\rangle$ s'écrit :

$$\Delta = \omega_1 - (\omega_c - \omega_f) \tag{3.4}$$

Lorsque Δ est suffisament grand devant la largeur naturelle Γ des transitions, l'état excité $|c\rangle$ est très peu peuplé et l'émission spontanée est négligeable [83, 34]. Dans ce cas, la cohérence de la transition entre les états métastables n'est pas limitée par Γ, et on montre que le système des équations de Schrödinger se ramène à celui d'un atome à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ [84]. Le vecteur décrivant l'état du système à un instant t s'écrit en fonction des amplitudes de probabilité C_f et C_e dans chaque état propre :

$$|\Psi(t)\rangle = C_f(t)|f\rangle + C_e(t)|e\rangle$$

avec $C_k = c_k e^{-i\omega_k t}$ on ré-écrit le système des équations couplées sous la forme :

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{c_f} &= -i\left(\delta\omega_f\, c_f + \frac{\Omega_{\text{eff}}^*}{2}\, e^{i(\delta\omega\, t+\phi)}\, c_e\right) \\ \dot{c_e} &= -i\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}\, e^{-i(\delta\omega\, t+\phi)}\, c_f + \delta\omega_e\, c_e\right) \end{aligned} \right. \tag{3.5}$$

avec $\phi = \phi_1 - \phi_2$ la différence de phase entre les deux lasers, Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}\,\Omega_{e2}^*}{2\Delta} \tag{3.6}$$

et $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ les déplacements lumineux induits par les deux champs électriques sur les niveaux d'énergie hyperfins :

$$\delta\omega_f = \frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\,\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4\,(\Delta - \omega_{\text{HFS}})} \qquad \delta\omega_e = \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4\,(\Delta + \omega_{\text{HFS}})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\,\Delta} \tag{3.7}$$

et

$$\Omega_{jk} = -\frac{2}{\hbar}\langle c|\mathbf{d}.\epsilon_{\mathbf{k}}\mathbf{E}^{\mathbf{0}}_{\mathbf{k}}|j\rangle \tag{3.8}$$

les fréquences de Rabi décrivant l'interaction d'un champ k (1 ou 2) avec un niveau électronique $|j\rangle$ (f ou e), avec le vecteur $\epsilon_{\mathbf{k}}$ représentant la polarisation du champ.

Les déplacements lumineux différentiels $\delta\omega_{LS1}$ et moyen μ_{LS1} (pour *Light Shift à 1 photon*), et la pulsation de Rabi généralisée s'écrivent :

$$\begin{aligned} \delta\omega_{LS1} &= \delta\omega_e - \delta\omega_f \\ \mu_{LS1} &= \delta\omega_e + \delta\omega_f \\ \Omega_R &= \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta\omega - \delta\omega_{LS1})^2} \end{aligned} \tag{3.9}$$

La référence [83] résoud le système 3.5 qui permet d'obtenir les équations d'évolution, pour les amplitudes de probabilité C_f et C_e :

$$\begin{aligned} C_f(t_0+\tau) = &\left\{\left(\cos\frac{\Omega_R\tau}{2} - i\cos\theta\sin\frac{\Omega_R\tau}{2}\right)C_f(t_0)\right. \\ &\left. -i\,e^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin\theta\sin\frac{\Omega_R\tau}{2}\,C_e(t_0)\right\}\,e^{-i(\mu_{LS1}-\delta\omega+2\omega_f)\frac{\tau}{2}} \\ C_e(t_0+\tau) = &\left\{-i\,e^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin\theta\sin\frac{\Omega_R\tau}{2}\,C_f(t_0)\right. \\ &\left. +\left(\cos\frac{\Omega_R\tau}{2} + i\cos\theta\sin\frac{\Omega_R\tau}{2}\right)C_e(t_0)\right\}\,e^{-i(\mu_{LS1}+\delta\omega+2\omega_e)\frac{\tau}{2}} \end{aligned} \tag{3.10}$$

avec θ défini par $\cos\theta = \dfrac{\delta\omega - \delta\omega_{LS1}}{\Omega_R}$ et $\sin\theta = \dfrac{|\Omega_{\text{eff}}|}{\Omega_R}$.

3.1.3 Impulsions $\pi/2$ et π

Si on considère que l'atome est initialement dans l'état $|f,\mathbf{p}\rangle$, soit $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$ alors le système 3.10 s'écrit :

$$\left\{\begin{aligned} |C_f(t_0+\tau)|^2 &= 1 - \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2}\sin^2\left(\Omega_R\frac{\tau}{2}\right) \\ |C_e(t_0+\tau)|^2 &= \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2}\sin^2\left(\Omega_R\frac{\tau}{2}\right) \end{aligned}\right. \tag{3.11}$$

correspondant, comme pour un système à deux niveaux, à des oscillations de Rabi entre les populations des deux états de la superposition.

Si de plus $\Omega_R\tau = \pi/2$, l'état final s'écrit

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|f,\mathbf{p}\rangle + |e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle)$$

et les paquets d'onde s'éloignent l'un de l'autre du fait de leur différence d'impulsion $\Delta\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$, (à droite sur la figure 3.1 avec $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$). On appelle une telle transition Raman, $\pi/2$ et on écrira $\tau_{\pi/2}$ pour définir sa durée. De façon similaire, une transition π, de durée τ_π, désigne une impulsion dont la durée (ou la fréquence de Rabi) est deux fois plus grande et le transfert de population est complet. Tous les atomes initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ sont défléchis dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ ($\alpha = 1, \beta = 0$). Ce sont ces transitions $\pi/2$ et π que nous utilisons pour réaliser l'interféromètre (paragraphe 3.2).

3.1.4 Sélectivité en vitesse

Les transitions Raman stimulées sont sélectives en vitesse. La condition de résonance 3.2 nous donne la largeur de la distribution en vitesse sélectionnée par une transition Raman stimulée :

$$\frac{\delta v}{c} = \frac{\Delta\omega}{\omega_1 + \omega_2} \tag{3.12}$$

avec $\Delta\omega$ la largeur de l'excitation, déterminée d'après la probabilité de transition (équation 3.11) par la durée τ de l'impulsion. La distribution en vitesse des atomes dans le nuage thermique est gaussienne, de largeur σ_v. La largeur sélectionnée δv par une transition de durée τ et de fréquence de Rabi Ω_{eff} s'écrit :

$$P(\tau, v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} e^{-\frac{(v-v_0+2v_{\text{rec}})^2}{2\sigma_v^2}} \times \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^2 v^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + k_{\text{eff}}^2 v^2}\frac{\tau}{2}\right) \tag{3.13}$$

v_0 est la vitesse initiale du nuage. Considérons l'exemple d'une transition π de durée $\tau_\pi = 30\ \mu s$, sur un nuage dont la température vaut $T_{\text{at}} = 2,5\ \mu K$, c'est à dire dont la demi-largeur en vitesse $\sigma_v = \sqrt{k_B T_{\text{at}}/m}$ est d'environ $2,6\ v_{\text{rec}} = 1,6\ cm.s^{-1}$. Dans ce cas, la demi-largeur à mi-hauteur de la distribution en vitesse est $0,6\ cm.s^{-1} \simeq v_{\text{rec}}$, soit une température effective dans la direction de la sélection de $0,8\ \mu K$.

3.1.5 Intérêt

Les deux sous-niveaux hyperfins métastables des alcalins en font de parfaits candidats pour les transitions Raman car la cohérence du processus ne sera jamais limitée par la durée de vie de l'état hyperfin excité. De plus, la sélectivité assure le monochromatisme des fonctions d'onde dans l'espace des impulsions. Un échantillon atomique de distribution en vitesse plus étroite que la largeur sélectionnée par les transitions Raman, assurera un bon contraste pour un interféromètre. Enfin, ce processus est très commode pour effectuer des mesures car la détection des populations

est particulièrement intéressante dans le cas des transitions Raman. Bien que les paquets d'onde soient difficilement séparables par leur état d'impulsion, "l'étiquetage", entre l'état d'impulsion et l'état d'énergie interne permet d'accéder à l'un en mesurant l'autre [15]. La probabilité de transition de l'état d'impulsion initial vers l'état d'impulsion final s'obtient facilement à l'aide d'une mesure de population par fluorescence par exemple.

3.2 Interféromètre atomique

3.2.1 Principe

Les transitions Raman stimulées $\pi/2$ et π permettent de réaliser sur les atomes, les mêmes fonctions que des séparatrices et des miroirs en optique (paragraphe 3.1.3). On réalise ainsi un interféromètre atomique similaire à un interféromètre optique de Mach-Zehnder avec une séquence temporelle de trois transitions Raman $\pi/2$ - π - $\pi/2$ espacées d'une durée T (figure 3.2). Respectivement, les impulsions séparent les deux paquets d'onde, les redirigent l'un vers l'autre puis les font interférer.

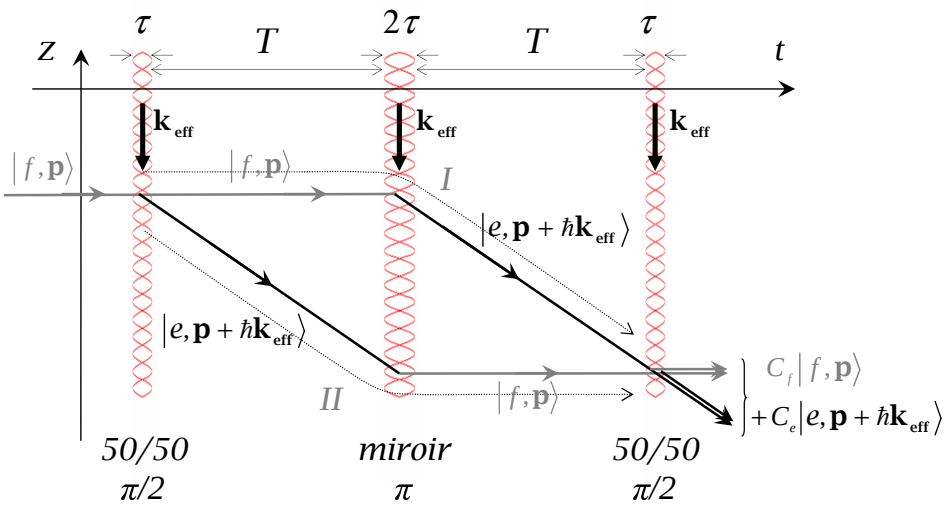

FIG. 3.2 – Interféromètre atomique où les ondes de matières sont séparées puis redirigées et recombinées par des transitions Raman stimulées. Ces séparatrices lumineuses sont sélectives en vitesse et établissent une relation univoque entre les états d'impulsion qui forment l'interféromètre et les états d'énergie interne. En sortie, on détecte les populations par fluorescence.

On montre, en modélisant par une matrice (issue des équations 3.10) l'effet des transitions Raman sur une fonction d'onde, que la probabilité de transition d'un état initial $|f, \mathbf{p}\rangle$ vers l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ en sortie d'interféromètre s'écrit :

$$P = \frac{|C_e(T+2\tau)|^2}{|C_f(T+2\tau)|^2 + |C_e(T+2\tau)|^2} = \frac{1}{2}\left(1 - \cos\Delta\Phi\right) \tag{3.14}$$

avec l'origine des temps au centre de la transition π. L'expression est semblable au résultat des interféromètres à deux ondes avec :

$$\Delta\Phi = \phi(-T) - 2\phi(0) + \phi(T) \tag{3.15}$$

Le déphasage interférométrique $\Delta\Phi$ correspond à la différence de phase accumulée le long des deux chemins (I et II), et dépend de l'évolution de la phase des lasers d'une impulsion à la suivante.

3.2.2 Fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité g_s est la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à une variation de la phase élémentaire des lasers $\delta\phi$ en fonction de l'instant t de cette variation :

$$g_{\text{s}}(t) = \lim_{\delta\phi \to 0} \frac{\delta\Delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \tag{3.16}$$

Le calcul détaillé se trouve dans la thèse de Patrick Cheinet [85, 34] et s'écrit :

$$g_{\text{s}}(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & \text{pour } 0 < t < \tau \\ 1 & \text{pour } \tau < t < T + \tau \\ -\sin(\Omega_R(T-t)) & \text{pour } T + \tau < t < T + 2\tau \end{cases} \tag{3.17}$$

L'expression de g_s pour $t < 0$ se déduit du fait que la fonction est impaire.

La fonction de sensibilité nous permet d'étudier l'influence de n'importe quelle perturbation de la différence de phase des faisceaux Raman ϕ sur le déphasage interférométrique.

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\text{s}}(t)\mathrm{d}\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\text{s}}(t)\frac{\mathrm{d}\phi(t)}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t \tag{3.18}$$

3.2.3 Sensibilité à l'accélération de la pesanteur

Lors des évolutions libres, les atomes sont soumis à la force de la pesanteur et la position des paquets d'onde varie comme $-\frac{1}{2}gt^2$. De plus, la phase des amplitudes de probabilité pour une transition Raman dépend de la différence de phase ϕ des lasers

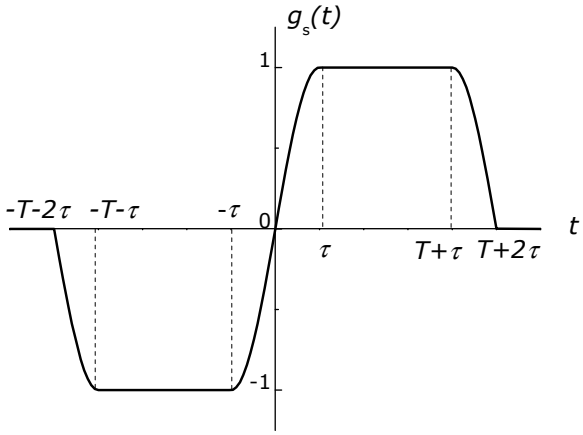

FIG. 3.3 – Fonction de sensibilité de la phase de l'interféromètre à un saut de phase infinitésimal des lasers, en fonction de l'instant du saut de phase.

lors de la transition (équations d'évolution 3.10). Pour deux lasers Raman alignés verticalement, leur différence de phase s'écrit :

$$\begin{aligned}\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t) &= (\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)z(t)\mathbf{u}_z + \delta\phi(t) \\ &= \omega_{\text{eff}}t - \mathbf{k}_{\text{eff}}z(t)\mathbf{u}_z + \delta\phi(t) \end{aligned} \tag{3.19}$$

Dans le calcul du déphasage $\Delta\Phi$ de l'interféromètre, toute variation constante ou linéaire dans le temps de la différence de phase des lasers disparaît car le déphasage accumulé est le même le long des deux bras I et II de l'interféromètre. Seuls importent le terme en $z(t)$, quadratique en t, et le terme de bruit de phase $\delta\phi(t)$. Les atomes tombent le long du réseau de plans équiphases définis par les deux lasers (figure 3.5). Lors de chaque transition, la position des atomes le long de cette "règle" verticale est imprimée sur leur phase, avec des signes opposés pour une absorption ou une émission (signes des éléments non-diagonaux du système 3.10). La phase accumulée le long du chemin II (figure 3.2) vaut ainsi $\phi(-T) - \phi(0) + \phi(T)$, et celle accumulée le long du chemin I vaut $\phi(0)$, d'où le déphasage total [16, 14] :

$$\Delta\Phi = \phi(-T) - 2\phi(0) + \phi(T) = \mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g}T^2 + \delta\phi(T) - 2\delta\phi(0) + \delta\phi(-T) \tag{3.20}$$

avec enfin l'accélération de la pesanteur g. Les fluctuations de phase d'une impulsion à l'autre sont réduites à l'aide d'un verrouillage en phase des lasers.

La différence de fréquence des lasers ne peut rester constante tandis que la vitesse des atomes augmente car le désaccord Doppler croît comme $\delta\omega_D(t) = k_{\text{eff}}gt$. On compense l'effet Doppler en balayant linéairement la différence de pulsation des lasers

avec $\alpha = k_{\text{eff}} g t$ pour satisfaire la condition de résonance 3.2 durant l'interféromètre. La fonction de sensibilité (équation 3.18) nous permet d'écrire :

$$\triangle\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\text{s}}(t)\,(\omega_D(t) + \alpha t)\mathrm{d}t \tag{3.21}$$

Soit au premier ordre en τ/T :

$$\Delta\Phi = (\alpha + \mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g})(T + 2\tau)\left(T + \frac{4\tau}{\pi}\right) \tag{3.22}$$

On obtient alors des franges d'interférence pour un T fixe en changeant la valeur de la rampe de fréquence α. Pour déterminer g, on trace les franges pour différents T tel que sur la figure 3.4. La frange sombre obtenue indépendamment de T compense exactement g. La meilleure sensibilité aux variations $\delta\Delta\Phi$ du déphasage interférométrique étant obtenue à mi-frange, correspondant à $\Delta\Phi = \pm\pi/2$ (expression 3.14), on utilise une technique inspirée des horloges atomiques pour mesurer g une fois localisée la frange centrale. On se place à mi-frange, un coup à gauche et ensuite à droite de la frange centrale en modulant de $\pm\pi/2$ la phase. A partir de deux mesures successives P_i et P_{i+1} on estime l'erreur de phase et une correction $G \times (P_i - P_{i+1})$ est ajoutée à chaque cycle à la rampe α pour la maintenir sur la frange centrale correspondant à g, avec G le gain de l'asservissement. Cette technique d'asservissement permet de mesurer les variations de l'accélération de la pesanteur g.

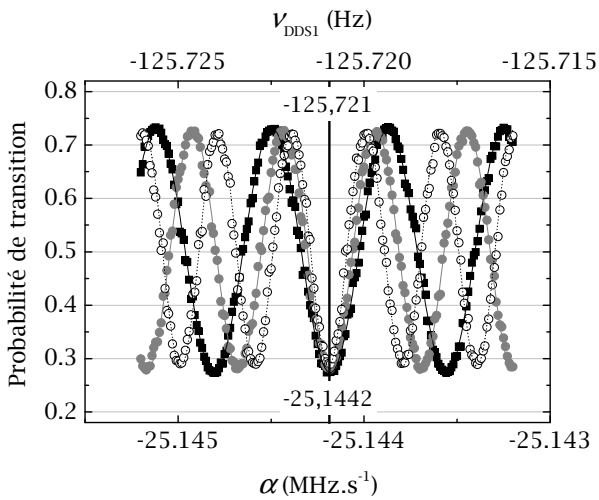

FIG. 3.4 – Franges d'interférences obtenues pour $T = 40\ ms$ (carrés noirs), $T = 45\ ms$ (ronds gris) et $T = 50\ ms$ (ronds blancs). La frange sombre est obtenue pour $\alpha = -25,1442\ MHz.s^{-1}$.

3.2.4 Cycle de mesure

La séquence de mesure se décompose en trois parties successives, *(i)* une phase de préparation de la source atomique, *(ii)* une phase interférométrique et enfin *(iii)* une phase de détection du nombre d'atomes dans chacun des niveaux $|e\rangle$ et $|f\rangle$.

Préparation et sélection

Les atomes peuvent être refroidis dans un piège magnéto optique à trois dimensions (PMO-3D) directement à partir d'une vapeur ou à l'aide d'un PMO-2D qui produit un flux intense d'atomes lents et collimatés. Nous avons opté pour la seconde solution qui permet de charger efficacement la source atomique et ainsi de limiter le temps de cycle de la mesure. De plus, l'utilisation d'un PMO-2D permet d'avoir un bon vide différentiel entre les enceintes à vide, limitant la pression de vapeur au niveau de l'interféromètre et donc les effets d'indice liés à la présence de la vapeur, biaisant la mesure. A l'issue d'une phase de mélasse, les faisceaux sont coupés et les atomes chutent selon g afin de réaliser un interféromètre vertical (figure 3.5). Lorsque les faisceaux sont coupés, les atomes sont répartis sur tous les niveaux Zeeman de l'état $|e\rangle$. Il est nécessaire de réaliser l'interféromètre avec des atomes occupant les sous niveaux $|m_{\mathrm{F}} = 0\rangle$ afin d'être moins sensible à l'effet Zeeman du 1er ordre (déplacements de fréquences linéaires avec le champ magnétique environnant). Pour cela, une sélection des atomes est effectuée à la fin de la phase de préparation. On lève la dégénérescence des sous niveaux magnétiques à l'aide d'un champ magnétique statique vertical, puis une impulsion micro-onde π suivie d'un faisceau pousseur optique sélectionne les atomes dans l'état $|e, m_{\mathrm{F}} = 0\rangle$. On peut alors utiliser ces atomes ou les refaire passer dans l'état $|f, m_{\mathrm{F}} = 0\rangle$ ou encore, sélectionner avec une transition Raman π, une classe de vitesse selon la direction de propagation de $\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}$.

Détection des populations

Après le passage des atomes dans l'interféromètre, on détermine le déphasage de l'interféromètre $\Delta\phi$ en mesurant la probabilité de transition d'un état d'impulsion $|\mathbf{p}\rangle$ vers l'état d'impulsion $|\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$. Ces deux états de sortie d'interféromètre étant identifiables par leur niveau d'énergie électronique, on détecte les populations dans les deux états hyperfins par simple fluorescence [16]. La détection dans son ensemble

se décompose en deux parties, une sonde permettant d'exciter les atomes selon leur état à la sortie de l'interféromètre et un dispositif de collection de photons.

3.2.5 Algorithme de mesure

La méthode de mesure mise en place a pour objectif de rejeter certains effets systématiques recensés jusqu'à présent. Ils seront présentés dans le paragraphe 3.3 suivant. Acceptons juste pour l'instant qu'il est possible de les classer en deux catégories selon qu'ils dépendent ou non de l'orientation du vecteur $\mathbf{k}_{\text{eff}}$. On redéfinit alors l'équation 3.20, respectivement $\Delta\Phi_{\uparrow}$ et $\Delta\Phi_{\downarrow}$ selon que $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ pointe vers le haut ou vers le bas et on ré-écrit ces équations avec les biais :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi_{\uparrow} &= k_{\text{eff}}gT^2 + \underbrace{\Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab}} + \underbrace{\Delta\Phi_{RF} + \Delta\Phi_{LS1} + \Delta\Phi_{Ze}} \\
&= k_{\text{eff}}gT^2 + \Delta\Phi_{\text{dép}} + \Delta\Phi_{\text{indép}} \\
\Delta\Phi_{\downarrow} &= -k_{\text{eff}}gT^2 - \Delta\Phi_{\text{dép}} + \Delta\Phi_{\text{indép}}
\end{aligned} \tag{3.23}$$

$\Delta\Phi_{Co} = \Delta\Phi_{Coriolis}$, $\Delta\Phi_{Ab} = \Delta\Phi_{Aberrations\ du\ front\ d'onde}$ et $\Delta\Phi_{Ze} = \Delta\Phi_{Zeeman}$

En effectuant ces deux mesures "$\uparrow$" et "$\downarrow$", la demi différence et la demi somme des déphasages mesurés permettent de supprimer respectivement $\Delta\Phi_{\text{indép}}$ et $k_{\text{eff}}gT^2 + \Delta\Phi_{\text{dép}}$ (équation 3.25).

On ajoute encore deux mesures avec une fréquence de Rabi moitié moins importante, $\Omega_{\text{eff}}/2$ pour rejeter $\Delta\Phi_{LS2}$, le seul terme de $\Delta\Phi_{\text{dép}}$ proportionnel à Ω_{eff} (paragraphe 3.3.2, $\Delta\Phi_{LS2} \simeq -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{4k_{\text{eff}}v_0}$). Dans ces mesures, les autres termes de déphasage ne sont pas modifiés. Ces deux dernières mesures s'écrivent comme le système 3.23 avec $\Delta\Phi_{LS2}/2$, si bien qu'au final, en rajoutant en indice Ω et $\Omega/2$ pour différencier les fréquences de Rabi on obtient :

$$\begin{aligned}
mes1: \quad \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega} &= k_{\text{eff}}gT^2 + \Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{\text{indép}} \\
mes2: \quad \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega} &= -k_{\text{eff}}gT^2 - \Delta\Phi_{LS2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{\text{indép}} \\
mes3: \quad \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2} &= k_{\text{eff}}gT^2 + \frac{\Delta\Phi_{LS2}}{2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{\text{indép}} \\
mes4: \quad \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2} &= -k_{\text{eff}}gT^2 - \frac{\Delta\Phi_{LS2}}{2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{\text{indép}}
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Les combinaisons linéaires entre ces quatre mesures nous donnent les quatre relations suivantes :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2} - \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2} - \frac{\Delta\Phi_{\uparrow,\Omega} - \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega}}{2} &= k_{\text{eff}} g T^2 + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} \\
\Delta\Phi_{\uparrow,\Omega} - \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega} - \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2} + \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2} &= \Delta\Phi_{LS2} \qquad (3.25) \\
\text{et pour i} = \Omega, \Omega/2 \quad \frac{\Delta\Phi_{\uparrow,i} + \Delta\Phi_{\downarrow,i}}{2} &= \Delta\Phi_{\text{indép}}
\end{aligned}$$

nous permettant de déterminer g non corrigé des seuls biais de Coriolis et des aberrations du front d'onde, mais également de mesurer le biais dû au déplacement lumineux à deux photons et l'ensemble des biais indépendants de l'orientation de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ de deux manières. Par contre, il est nécessaire d'effectuer quatre mesures pour déterminer g corrigé et de superposer les trajectoires atomiques des interféromètres "$\uparrow$" et "$\downarrow$" afin que les biais à rejeter soient identiques.

3.2.6 Faisceaux Raman

Configuration

L'utilisation des faisceaux contra-propageants permet d'augmenter la séparation entre les paquets d'ondes atomiques mais utiliser deux collimateurs oblige à séparer les chemins parcourus par les deux faisceaux. Cette solution est difficile à mettre en place si l'on veut aussi garantir une différence de phase stable entre les faisceaux. Il est plus commode d'acheminer les faisceaux par une même fibre et de rétroréfléchir les faisceaux avec un miroir. La figure 3.5 présente une configuration possible. Les faisceaux sont injectés sur deux polarisations perpendiculaires puis traversent une lame $\lambda/4$ pour former deux polarisations circulaires σ^+ et σ^-. Ils sont rétroréfléchis à travers une seconde lame $\lambda/4$ et reviennent avec une polarisation circulaire opposée.

Les deux paires de faisceaux co-propageantes peuvent coupler certains niveaux électroniques de l'atome et surtout, la seconde paire contra-propageante peut coupler les niveaux $|f, \mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Ces couplages peuvent entraîner à la fois une chute de contraste de l'interféromètre et un déplacement lumineux à deux photons sur les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ (paragraphe 3.3.2). Pour limiter ces effets, il suffit de laisser tomber les atomes en chute libre avant d'effectuer la première transition Raman. Celle-ci est réalisée par la seule paire de faisceaux contrapropageants vérifiant la condition de résonance Doppler (équation 3.2). De plus, la présence des deux paires

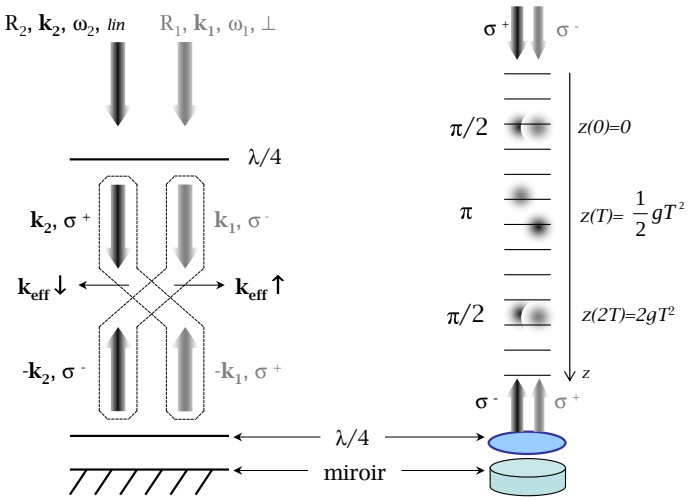

FIG. 3.5 – Polarisation des faisceaux Raman pour diriger les transitions contra-propageantes entre les états de même moment magnétique nul. L'interféromètre est représenté à droite en configuration verticale, les atomes chutent le long du réseau de plans équiphases définis par les deux lasers contra-propageants.

contra-propageantes offre la possibilité de pouvoir choisir le signe de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$, utile à notre algorithme de mesure (paragraphe 3.2.5).

Inversion du sens de $\vec{k}_{\text{eff}}$

L'inversion du sens du vecteur d'onde $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ modifie la trajectoire des atomes. Pour une réjection optimale des effets systématique, il est nécessaire de superposer les trajectoires des interféromètres "↑" et "↓". Pour les deux configurations d'interféromètres, la préparation des atomes dans le PMO-3D est identique pour les deux $\mathbf{k}_{\text{eff}}$. On a alors des trajectoires identiques jusqu'au début de l'interféromètre et la première impulsion $\pi/2$. Si les atomes sont préparés dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ et que $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ est dirigé vers le bas comme sur la figure 3.2, alors l'onde effective absorbée défléchit vers le bas les atomes transitant vers le niveau $|e\rangle$. Si $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ était dirigé vers le haut, les atomes transitant vers $|e\rangle$ seraient défléchis vers le haut. Mais si pour ce dernier cas on modifie l'état interne lors de la préparation à l'aide d'une impulsion micro-onde π supplémentaire, alors les atomes se trouvent dans l'état $|e, \mathbf{p}\rangle$ avant l'impulsion Raman $\pi/2$ qui stimule l'émission vers $|f, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et les trajectoires sont également déviées vers le bas. Ce raisonnement s'applique aux transitions π et $\pi/2$ suivantes et on montre que les interféromètres sont identiques comme sur la figure 3.6.

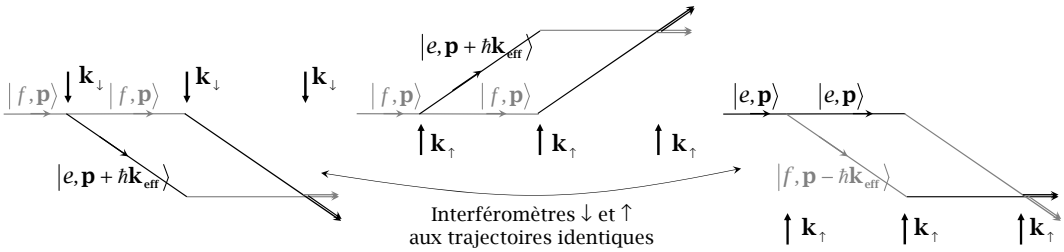

FIG. 3.6 – Interféromètres réalisés, respectivement avec $\vec{k}_{\text{eff}}$ pointant vers le bas ($\mathbf{k}_\downarrow$) puis vers le haut ($\mathbf{k}_\uparrow$) pour deux états énergétiques initiaux identiques. Pour le premier ($\mathbf{k}_\downarrow$) et le dernier cas ($\mathbf{k}_\uparrow$) la trajectoire des atomes est identique grâce à l'inversion de l'état énergétique initial.

Le choix du sens de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ s'effectue avec la rampe α. Lorsque $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ pointe vers le bas, le produit scalaire $\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g} > 0$ donc d'après l'équation 3.22, $\alpha < 0$ et inversement pour $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ vers le haut, $\alpha > 0$.

3.3 Effets systématiques

Outre les effets environnementaux présentés au paragraphe 2.4 biaisant la mesure de g, d'autres effets sont également communs à tous les gravimètres qu'ils soient atomiques ou optiques tels que l'effet de désalignement vertical du dispositif, l'effet du gradient de gravité ou encore l'effet Coriolis. Ce paragraphe est divisé en deux sous parties présentant tout d'abord ces biais communs puis les effets propres aux gravimètres atomiques.

3.3.1 Effets communs aux gravimètres optiques et atomiques

Alignement sur la verticale

Le déphasage de l'interféromètre atomique fait intervenir le produit scalaire entre l'accélération $\mathbf{g}$ et le vecteur d'onde effectif $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ (équation 3.20). On rappelle que $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ est égal à la différence $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ entre les vecteurs d'onde des lasers Raman et qu'on utilise un miroir pour rétro-réfléchir les faisceaux (figure 3.5). Le produit scalaire s'écrit :

$$\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2).\mathbf{g} = k_1 \cos\theta + k_2 \cos(\alpha - \theta) \tag{3.26}$$

avec les angles α et θ définis sur la figure 3.7. On veille à ce que la surface du miroir de rétroréflexion soit orthogonale au faisceau incident afin que ce dernier ait la même

direction que le faisceau réfléchi. Ainsi $\alpha = 0$ et le module de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ est maximum. On aligne ensuite $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ sur la verticale ($\theta = 0$) pour ne pas mesurer une projection de g.

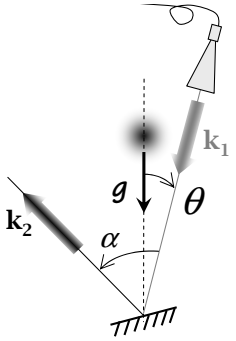

FIG. 3.7 – Alignements des faisceaux Raman sur la normale définie par g. Le déphasage atomique mesure la projection de l'accélération $\mathbf{g}$ subie par les atomes sur le vecteur d'onde effectif $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ défini par la différence $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ entre les vecteurs d'onde des lasers Raman. Les trois vecteurs doivent donc être alignés.

En résumé, le miroir de rétro-réflexion doit être perpendiculaire à la normale définie par g sur laquelle doit être aligné le collimateur Raman. La valeur mesurée par l'interféromètre sous-estime la vraie valeur de g. Le biais dû à l'alignement est donc toujours négatif.

Biais lié à la référence de fréquences

Comme un défaut d'alignement de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ selon la verticale, la détermination de sa norme k_{eff} est source d'erreur pour calculer $g = \frac{\alpha}{k_{\text{eff}}}$. Nous verrons au paragraphe 3.4 que notre dispositif repose sur une technique d'absorption saturée. Des chaînes de fréquences pilotées par un oscillateur à quartz permettent le contrôle des asservissements en phase nécessaires au bon fonctionnement de l'interféromètre. Au final, tout est référencé par rapport à l'exactitude du quartz 10 MHz, seul élément à comparer à une référence SI. La correction s'écrit :

$$C_{\text{réf fréq}} = 2\frac{\Delta\nu}{\nu_{SI}}g \tag{3.27}$$

Une référence à 25 mHz au dessus des 10 MHz (SI) engendre une correction à ajouter de presque 4 μGal.

Déphasage RF

Plusieurs éléments radio-fréquence sont utilisés pour réaliser l'interféromètre. Ceux qui subissent des changements de fréquence ou d'amplitude sont susceptibles

de présenter des déphasages dépendant du temps engendrant un biais sur la phase de l'interféromètre. Ces influences sont difficiles à mesurer. L'étude spécifique réalisée à Stanford révélait des biais supérieurs au μGal [86]. La technique de réjection explicitée au paragraphe 3.2.5 permet d'être insensible à ces biais.

Gradient de gravité

Le formalisme des intégrales de chemin [84] permet de calculer le déphasage de l'interféromètre en tenant compte du gradient vertical de gravité vgg . Le déphasage total en sortie de l'interféromètre correspond à la somme de trois contributions : *(i)* la propagation des atomes dans le champ de pesanteur le long des deux trajectoires classiques, *(ii)* l'interaction des séparatrices avec les atomes, et *(iii)* la séparation entre les deux sorties de l'interféromètre (Δz) sur la figure 3.8). Ce calcul a été développé dans [86, 87], les premiers termes du calcul s'écrivent :

$$g_m = g_0 + vgg\left(\frac{7}{12}g_0T^2 - \overline{v}_0T - z_0\right) \tag{3.28}$$

avec g_m l'accélération de gravité mesurée, g_0 l'accélération de gravité à l'altitude z_0 et $\overline{v}_0 = v_0 + v_{\text{rec}}/2$ avec z_0, v_0 et g_0 les conditions à la première impulsion Raman telles que représentées sur la figure 3.8. Les termes d'ordre supérieur sont négligeables.

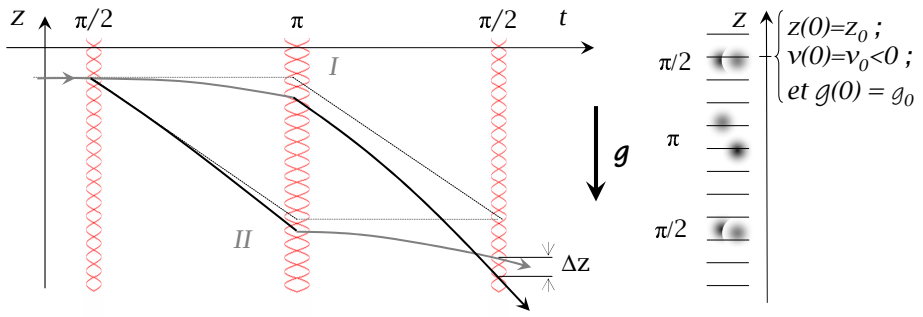

FIG. 3.8 – Chemins de l'interféromètre dans un champ de gravité perturbé par le vgg. La perturbation induit une différence Δz en sortie d'interféromètre.

L'effet du gradient de pesanteur est donc une correction à la mesure que l'on fait à postériori. Si on cherche à déterminer g_0 à hauteur du PMO-3D ($z_0 = 0$), que la première impulsion Raman a lieu 14 ms après le lâché et que le gradient vertical $vgg = (-300 \pm 3)\ \mu Gal.m^{-1}$ ($-3.10^{-6}\ m.s^{-2}.m^{-1}$) (paragraphe 2.5.2), alors la correction à soustraire sera de $(6,40 \pm 0,06)\ \mu Gal$ si $T = 50\ ms$ et $(11,40 \pm 0,11)\ \mu Gal$ si $T = 70\ ms$. Cependant cette correction ne tient compte que du gradient vertical

de gravité terrestre, il faut également tenir compte de l'effet du gravimètre lui-même comme mentionné au paragraphe 2.7.

Effet Coriolis

L'accélération de la pesanteur est composée de l'attraction gravitationnelle de la Terre et de l'attraction centrifuge due à la rotation de la Terre. Les atomes lâchés sans vitesse initiale, chutent verticalement et subissent très peu l'effet de l'accélération de Coriolis, le biais est de l'ordre de $0,1\ \mu Gal$. Par contre dès que la vitesse transverse $v_\perp$ des atomes n'est pas nulle, l'aire physique de l'interféromètre s'ouvre et l'interféromètre devient plus sensible à l'effet Sagnac [88, 89] (figure 3.9 de gauche). Il existe alors un biais sur la mesure de g correspondant à l'accélération de Coriolis, le déphasage s'écrit :

$$\Delta\Phi_{Coriolis} = \mathbf{k}_{\text{eff}} T^2 . (2\mathbf{\Omega}_T \wedge \mathbf{v}) \tag{3.29}$$

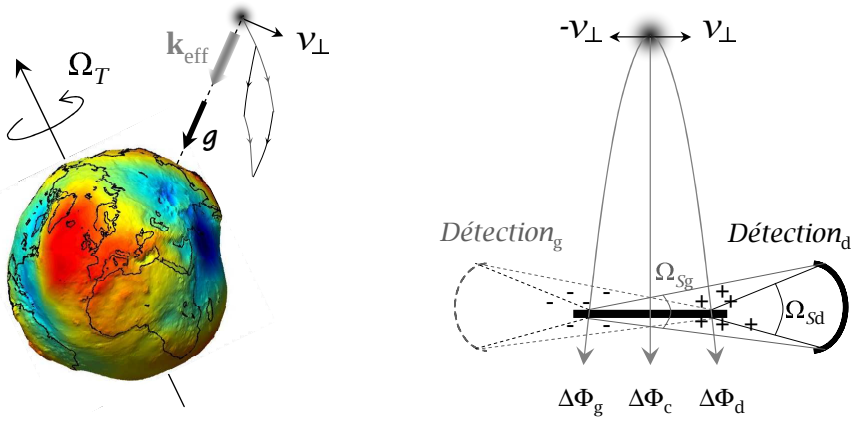

FIG. 3.9 – Représentation de l'effet Coriolis sur des atomes de vitesse transverse non nulle. A gauche, l'aire de l'interféromètre pour un atome de vitesse $v_\perp \neq 0$ s'ouvre et biaise la mesure. A droite, expansion d'un nuage atomique centré autour d'une vitesse nulle et détection des atomes. La sonde est représentée par un rectangle noir. Si on ne dispose que de la seule *Détection*$_\text{d}$, les atomes de vitesse $v_\perp$ ont plus de poids dans la mesure car l'angle solide de collection Ω_{Sd} est supérieur à celui de collecte des atomes de vitesse $-v_\perp$ ($\Omega_{\text{Sg}} < \Omega_{\text{Sd}}$). Si on dispose d'une même *Détection*$_\text{g}$, symétrique de la première par rapport à la chute des atomes de $v_\perp = 0$, le biais moyen s'annule si la distribution est parfaitement symétrique.

L'écart type de la distribution en vitesse d'un nuage atomique de température $T = 2,5\ \mu K$ est de $\sigma_\text{v} = 15,5\ mm.s^{-1}$ et le biais atteint déjà $1\ \mu Gal$ pour une vitesse transverse $v_\perp = 0,1\ mm.s^{-1}$. Cependant, le signe du biais change avec celui de la vitesse. Le biais moyen pourrait donc s'annuler mais des atomes de classes de

vitesses opposées sont vus par la détection sous des angles solides de collection des photons différents ($\Omega_{Sd} > \Omega_{Sg}$ sur la figure 3.9). Pour remédier à ce problème, il est nécessaire de disposer selon l'axe $Est - Ouest$, d'une détection symétrique autour de la position des atomes chutant verticalement avec une vitesse initiale transverse nulle.

Aberrations du front d'onde

Les aberrations du front d'onde sont le principal effet limitant l'exactitude des gravimètres atomiques. Pour des atomes dont la trajectoire n'est pas parfaitement verticale, ces aberrations, dues aux défauts de planéité des optiques utilisées pour les faisceaux Raman, impriment un déphasage différent sur l'onde atomique pour chaque impulsion Raman.

Cas idéal Il est représenté par le cas A de la figure 3.10 : les faisceaux descendant et montant sont des ondes planes, la différence de phase entre les faisceaux Raman est ainsi constante dans le temps et dans l'espace. Pour toute classe de vitesse initiale, le déphasage interférométrique dû aux différences de phases entre les faisceaux Raman est nul : $\Delta\Phi_{\mathrm{i}} = 0$.

Cas de la rétroréflexion Le cas idéal nécessite de disposer de deux collimateurs strictement identiques ce qui est quasi impossible. De plus cette solution est difficile à mettre en oeuvre car elle implique de séparer les trajets des faisceaux avec deux fibres optiques. Les variations de longueur de ces trajets non communs doivent alors être contrôlés. Il est plus commode de n'utiliser qu'une fibre optique avec un seul collimateur et de rétroréfléchir les faisceaux. La différence de phase est ainsi insensible aux fluctuations de longueur des trajets communs. De plus, les éventuelles aberrations crées par le collimateur sont communes aux deux faisceaux. La rétroréflexion relâche considérablement la contrainte sur le rayon de courbure du faisceau incident. Pour un miroir parfaitement plan, les deux courbures des faisceaux "aller" et "retour" sont identiques (aux effets de propagation près). Dès $R > 80\ m$, le biais sur la mesure est inférieur à $10^{-9}g$ (figure 3.11).

Cas général

Propagation et phase de Gouy La propagation du faisceau lié à l'évolution de la phase de Gouy engendre rapidement des effets supérieurs à l'effet de la courbure

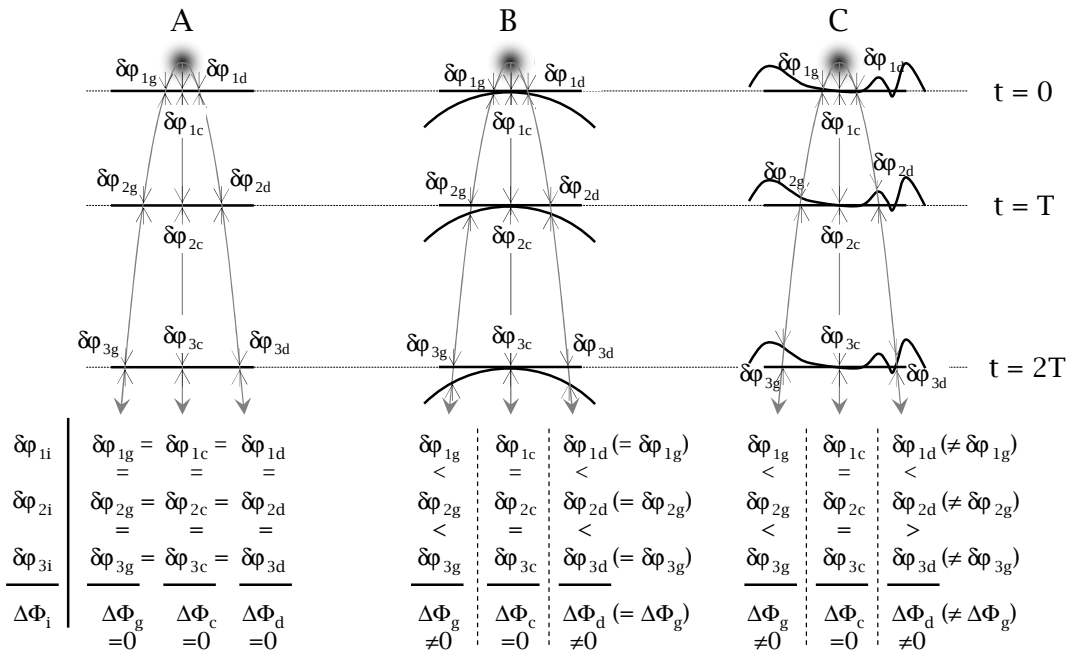

FIG. 3.10 – Exemples de déphasages pour trois cas. Les indices 1, 2 et 3 correspondent à $t = 0$, T et $2T$. La convention de notation g, c, d de la figure 3.9 est conservée. Les déphasages totaux $\Delta\Phi_{\mathrm{i}} = \delta\varphi_{1\mathrm{i}} - 2\delta\varphi_{2\mathrm{i}} + \delta\varphi_{3\mathrm{i}}$ sont exprimés pour chaque trajectoire i= g, c, d. Cas A, onde plane à l'aller comme au retour. Cas B, onde plane descendante, modifié en une onde courbée par la lame $\lambda/4$ et le miroir. Cas C, cas général.

du faisceau Raman. Le biais généré par la propagation du faisceau s'écrit $\Delta g_{Ab} = \frac{\Delta\Phi_{Ab}}{k_{\mathrm{eff}}T^2}$ avec la phase effective imprimée sur l'ensemble des atomes, obtenue en intégrant sur la distribution en vitesse du nuage :

$$\Delta\Phi_{Ab} = \frac{1}{2\pi\sigma_v^2}\int_{\mathbb{R}^2} \phi_{Ab}\; e^{-\frac{\mathbf{v}^2}{2\sigma_v^2}}\,\mathrm{d}^2\mathbf{v} \tag{3.30}$$

avec $\sigma_v^2 = k_B T_{\mathrm{at}}/m$ et $\phi_{Ab} = \delta\varphi(0) - 2\delta\varphi(T) + \delta\varphi(2T)$ (à partir de 3.20) où

$$\delta\varphi(t) = \varphi_{aller}(t) - \varphi_{retour}(t) \tag{3.31}$$

avec $\varphi(t)$ la phase du faisceau Raman dépendant de la position des atomes chutant selon z, $z(t) = \frac{1}{2}gt^2 + v_0 t + z_{00}$, la phase utile de la propagation d'un faisceau Gaussien s'écrit ici :

$$\varphi(\rho, z) = \frac{k\rho^2}{2R(z)} - \xi(z) \tag{3.32}$$

en considérant que $k = k_1 = k_2$, avec $R(z) = z\left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right)$ et $\xi(z) = \arctan(\frac{z_0}{z})$ la phase de Gouy avec z_0 la distance de Rayleigh. Le biais est représenté sur la

figure 3.11 pour un faisceau de waist $w_0 = 12\ mm$ avec des atomes de température $T_{\text{at}} = 2,5\ \mu K$ pour $T = 50\ ms$. Pour des T supérieurs, l'effet est plus faible.

L'effet de la phase de Gouy devient prédominant pour des faisceaux de rayon de courbure supérieurs à 150 m et ne permet pas d'atteindre des biais relatif inférieurs à 10^{-10} $(0,1\ \mu Gal)$ si le rayon de courbure n'atteint pas $R = 2\ km$. Cependant cet effet seul est toujours inférieur au μGal mais est dominé par l'effet de la courbure qui devient supérieur au μGal dès $R = 80\ m$.

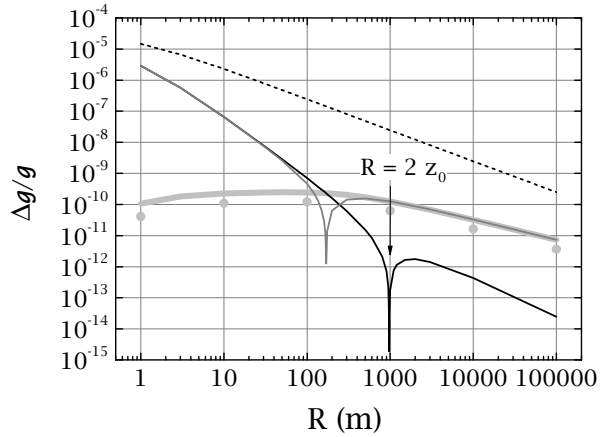

FIG. 3.11 – Effet total de la propagation du faisceau Raman sur la mesure de gravité pour $T = 50\ ms$ (en gris foncé). Il est composé de l'effet pour un nuage de $T_{\text{at}} = 0\ K$ correspondant à l'effet de la phase de Gouy seule quel que soit T (en gris clair épais) et de l'effet de propagation de la courbure seule (en noir). L'effet d'une modification du front d'onde retour généré par les optiques ne dépend pas de T (cas B figure 3.10). Il est représenté en pointillés noirs. Dans ce cas, l'effet de la phase de Gouy représentée en ronds gris est inférieur au cas précédent.

Aberrations optiques Toute modification de la phase du faisceau réfléchi biaise la différence de phase entre le faisceau "aller" et le "retour" [90]. Il est impossible de disposer d'une lame $\lambda/4$ et d'un miroir ne changeant pas cette phase du faisceau Raman réfléchi. Cependant, pour des atomes de température nulle, la perturbation des phases sont identiques aux trois impulsions (aux effets de propagation près) et le biais est nul. En pratique, tout atome de vitesse transverse non nulle voit des plans équiphases différents de ceux voyageant strictement verticalement.

L'aberration d'ordre le plus bas est la défocalisation, qui se manifeste par une courbure sphérique (cas B figure 3.10). Si on considère un faisceau descendant plan et que le retour, déformé par les optiques, a un rayon de courbure R, la différence

de phase de l'équation (3.31) s'écrit $\delta\varphi(\mathbf{r}) = K\mathbf{r}^2$. La phase vue par un atome de vitesse et de position initiales $\mathbf{v}_0$ et $\mathbf{r}_0$ s'écrit :

$$\delta\varphi(t, \mathbf{v}_0, \mathbf{r}_0) = K(\mathbf{v}_0 t + \mathbf{r}_0)^2 - 0 \tag{3.33}$$

avec $K = \dfrac{k}{2R}$, toujours avec $k = k_1 = k_2$. Un développement identique à celui mené précédemment pour l'effet de la phase de Gouy aboutit à :

$$\Delta\Phi_{Ab} = 2K\sigma_v^2 T^2 = 2\frac{k}{R}\frac{k_B T_{\text{at}}}{m}T^2 \tag{3.34}$$

Le biais sur g $\Delta g_{Ab} = \frac{\Delta\Phi_{Ab}}{k_{\text{eff}}T^2}$ est donc indépendant du délai entre les impulsions Raman T mais pas de la température du nuage T_{at}. Pour une température de $2,5\ \mu K$, le rayon de courbure R du front d'onde effectif devrait être supérieur à $23\ km$ pour assurer un biais inférieur à $1\ \mu Gal$ (pointillés noirs figure 3.11). Pour un miroir de rayon $1\ cm$, cela correspond à un défaut de planéité inférieur à $\dfrac{\lambda}{360}$!

Le cas C de la figure 3.10 illustre un effet d'aberration identique pour les trois impulsions mais non symétrique par rapport à la direction de chute centrale indicée c. Pour les cas A ou B précédents, les déphasages générés à gauche ou à droite étaient les mêmes à chaque impulsion. Il apparaît clairement ici que sans effet symétrique, une double détection serait inefficace. A cause de l'expansion du nuage, les biais liés aux aberrations du front d'onde et à l'effet Coriolis qui sont tous deux liés aux trajectoires transverses, sont difficiles à discriminer et à évaluer.

3.3.2 Effets propres aux gravimètres atomiques

Les effets systématiques propres aux interféromètres atomiques reposent sur le fait que nous utilisons des atomes et des lasers qui modifient les conditions de résonance.

Effets rejetés par l'algorithme de mesure

On a vu dans le paragraphe 3.2.5 que certains effets pouvaient être rejetés par l'algorithme de mesure à quatre configurations. Nous les explicitons ici car ce sont des effets propres aux gravimètres atomiques, excepté le biais dû aux déphasages RF qui se retrouve également dans les autres gravimètres.

Déplacement lumineux à 1 photon Les faisceaux optiques déplacent les niveaux d'énergie des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Les équations 3.5 font ainsi apparaître des variations des valeurs propres de l'hamiltonien d'interaction $\mathbf{D}.\mathbf{E}$, qui correspondent aux déplacements lumineux. Si les déplacements lumineux $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ (équations 3.7) ne

sont pas égaux, leur différence induit un décalage $\delta\omega_{LS1}$ de la condition de résonance de la transition Raman (équation 3.9). On peut l'annuler en ajustant le rapport des intensités lasers ρ.

$$\rho = \frac{I_2^0}{I_1^0} = -\frac{\alpha}{\beta} \quad \text{avec} \quad \delta\omega_{\text{LS1}} = 2\pi(\alpha I_1^0 + \beta I_2^0) \tag{3.35}$$

Le calcul et les mesures de ce rapport donnent des résultats proches (1,7 contre 1,8) [35] et en utilisant la fonction de sensibilité (équation 3.18), cette même référence permet de calculer l'influence d'une variation relative de la puissance des lasers autour de ce rapport idéal :

$$\triangle\Phi_{LS1} = -\frac{2\pi}{\Omega_{\text{eff}}} \times \beta I_2^0 \left(-\frac{\delta I_1}{I_1^0} + \frac{\delta I_2}{I_2^0}\right) \times 16\frac{k_B T_{\text{at}}}{m} \times \frac{T(T+T_d)}{w_0^2} \tag{3.36}$$

avec T_d le délai entre le lâché et la première impulsion π et ω_0 le rayon au col du faisceau Raman. Pour $T_{\text{at}} = 2,5\ \mu K$, $w_0 = 12\ mm$, une transition π d'environ 12 μs, l'influence de la variation d'intensité relative d'un seul des lasers sur le déphasage est alors de $1,8\ mrad/\%$, soit $4,5\ \mu\text{Gal}/\%$ si $T = 50\ ms$. Le rapport des intensités devrait donc être asservi à environ $0,2\ \%$ pour assurer une erreur inférieure à 1 μGal si on ne disposait pas de la technique de réjection.

Gradient de champ magnétique Bien que les atomes sélectionnés pour la mesure présentent un moment magnétique nul (paragraphe 3.2.4), leurs fréquences sont sensibles au second ordre au champ magnétique extérieur, à cause du couplage avec les moments dipolaires magnétiques de l'électron et du noyau (décrits par les facteurs g_J et g_I). Le déplacement de la fréquence hyperfine $\omega_{\text{HFS}}/2\pi$ s'écrit [91] :

$$\delta\nu = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2h^2 \nu_{\text{HFS}}} B^2 = K.B^2 \tag{3.37}$$

où $K = 575,15\ Hz.G^{-2}$.

Il faut alors s'assurer que le champ magnétique soit constant le long de la trajectoire des atomes de sorte qu'il induise un déplacement Zeeman constant lui aussi. La phase de l'interféromètre ne subit alors aucun biais.

Déplacement lumineux à deux photons Le déplacement à deux photons est un déplacement de fréquence dû à la présence d'une paire de faisceaux non résonante avec la transition effective. Dans notre expérience où les faisceaux Raman sont rétro-réfléchis, on utilise une paire des quatre faisceaux pour réaliser les transitions Raman. L'autre paire de faisceaux, non résonante, est tout de même présente dans l'enceinte

(paragraphe 3.2.6) et modifie la condition de résonance. Le déplacement de la condition de résonance change durant l'interféromètre car le décalage Doppler augmente linéairement dans le temps, ce qui entraîne un biais sur la phase de l'interféromètre. Ce déplacement lumineux n'avait pas été identifié dans les interféromètres tels que le nôtre, il nous a été signalé par François Biraben qui utilise également des transitions Raman pour mesurer h/m_{Rb} au Laboratoire Kastler Brossel [92]. Le déplacement lumineux est donné par [93, 35] :

$$\delta\omega_{LS2} = -\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4\,\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{v}} \tag{3.38}$$

avec $\mathbf{v}$ la vitesse des atomes. Le déphasage engendré sur la mesure est obtenu en utilisant la fonction de sensibilité :

$$\triangle\Phi_{LS2} = \frac{\delta\omega_{LS2}(2T)}{\Omega_{\text{eff}}} - \frac{\delta\omega_{LS2}(0)}{\Omega_{\text{eff}}} = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{4k_{\text{eff}}}\left(\frac{1}{v(2T)} - \frac{1}{v(0)}\right) \simeq -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{4k_{\text{eff}}v(0)} \tag{3.39}$$

Lors de la dernière impulsion ($t = 2T$), la vitesse est vingt fois plus élevée que lors de la première ($t = 0$), aussi nous négligeons le déphasage induit par le déplacement à deux photons dans la dernière impulsion. Pour utiliser l'effet Doppler afin de sélectionner la paire de faisceaux désirée on laisse un intervalle de temps après le lâcher (paragraphe 3.2.6), pour un délai de 15 ms, la vitesse des atomes est d'environ 15 $cm.s^{-1}$. Pour une fréquence de Rabi effective de $\Omega_{\text{eff}}/2\pi = 30\ kHz$ ($\tau_{\pi/2} = 8\ \mu$s), on peut ainsi prévoir un déphasage de l'ordre de $\triangle\Phi_{LS2} = 20\ mrad$, soit un biais sur g de 48 μGal pour $T = 50\ ms$ et moitié moins si $T = 70\ ms$.

Effet d'indice du nuage

Nous n'avons pas tenu compte de l'indice du milieu $n = 1 + \delta n$ lors du calcul des trajectoires classiques des paquets d'onde au paragraphe 3.3.1. Il fallait écrire que l'impulsion communiquée au paquet d'onde diffracté vaut $n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$. Pour le nuage atomique, l'excès d'indice δn est proportionnel à la densité ρ et à la section efficace σ qui dépend du désaccord Raman Δ :

$$\delta n = \sigma(\Delta)\rho = f\frac{3\pi}{2}\rho\frac{\Gamma}{\Delta}\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^3 \tag{3.40}$$

où $f = 2/3$ désigne la force de raie [94]. Au centre du nuage, l'excès d'indice est de l'ordre de 10^{-9}, dans les conditions usuelles ($\rho = 2 \times 10^7\ at.cm^{-1}$, $\Delta = 1\ GHz$). L'échantillon atomique étant chargé à partir d'un PMO-2D, l'indice dû à la vapeur résiduelle est négligeable. Le paquet d'onde non-diffracté subit lui aussi une impulsion, d'amplitude $-\delta n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ [94]. Ce résultat est interprété comme l'absorption par

le nuage de la différence entre l'impulsion $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ de l'onde lumineuse et l'impulsion $n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ acquise par l'atome. L'écriture des trajectoires en z pour les deux bras permet de calculer la différence Δz en sortie d'interféromètre : $\Delta z = 4v_{\text{rec}}\delta nT$ et vaut de 1×10^{-12} m à $1,6 \times 10^{-12}$ m pour des T respectivement de 50 ms et 70 ms.

Le calcul se développe comme celui de l'effet du gradient de gravité (3.3.1) et se résume à une modification des trajectoires [35] conduisant à :

$$\Delta\Phi_{\text{prop}} = \frac{m}{\hbar} 4T\delta n v_{\text{rec}} \left(v_0 + v_{\text{rec}}(n - \delta n)\right)) \tag{3.41}$$

Son amplitude est de $0,25$ $mrad$, soit $0,6$ μGal pour $T = 50$ ms ($0,4$ μGal pour $T = 70$ ms), et n'est donc pas dérisoire.

Collisions froides

La source atomique produit par le refroidissement est un nuage dilué dans lequel prédominent les collisions élastiques à deux corps. Ces collisions affectent l'écart hyperfin et donc la condition de résonance. Dans les conditions de l'expérience, le calcul du biais généré par cet effet est négligeable [35], de l'ordre de 7 $nGal$.

3.4 Prototype

Notre gravimètre est réalisé avec des atomes de Rubidium 87. La longueur d'onde de la transition d'excitation électronique de cet atome est de 780 nm, comme la longueur d'onde d'émission des diodes lasers utilisées pour la gravure des disques compacts. Plusieurs expériences d'interférométrie atomique utilisent le Rubidium [95, 92, 96] pour cette raison pratique mais surtout, parce que les effets d'interactions inter-atomiques sont plus faibles pour que pour le Césium, ce qui réduit les biais liés aux déplacements collisionnels [95]. De plus, c'est un atome qui peut être assez facilement refroidi par refroidissement évaporatif, jusqu'au seuil de condensation de Bose-Einstein dans des pièges purement optiques [97]. La figure A.1 présente le diagramme énergétique de la raie D2 du Rubidium 87.

Je présente dans ce paragraphe le prototype, du banc optique à l'enceinte à vide ainsi que le système d'isolation des vibrations mis en place.

3.4.1 Banc optique compact

Les trois parties de la séquence de mesure mentionnées au paragraphe 3.2.4 nécessitent les cinq fréquences optiques différentes présentées sur la figure A.1 : deux

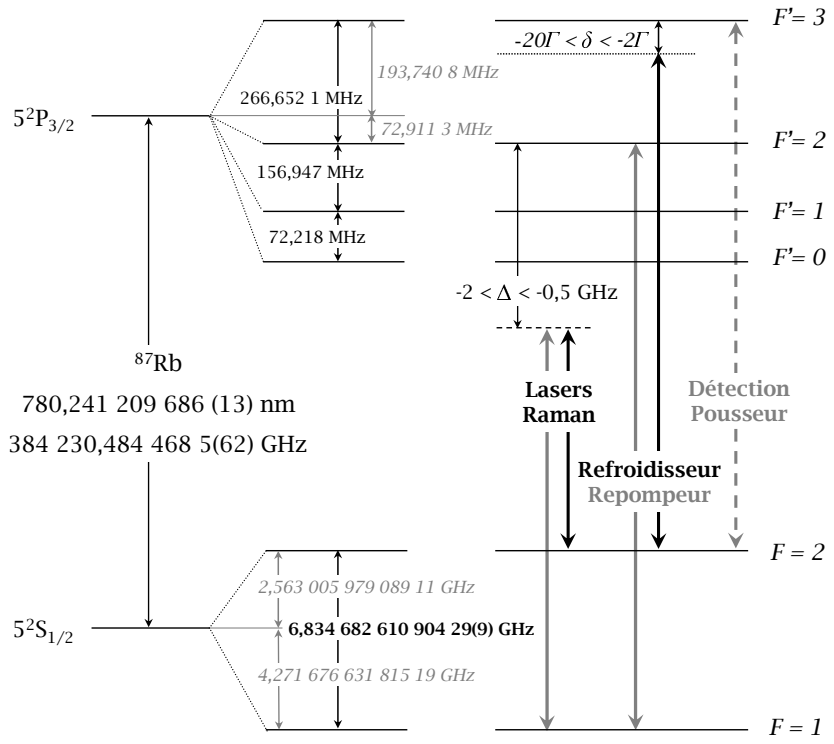

FIG. 3.12 – Diagramme énergétique de la raie D2 du ^{87}Rb et transitions optiques utilisées dans notre gravimètre. Cinq fréquences sont nécessaires mais nous n'utilisons que trois sources lasers, les lasers *repompeur* et *refroidisseur* sont également utilisés pour les transitions Raman (valeurs extraites de [91]).

pour le piégeage, deux pour les transitions Raman, et une pour détecter ou pousser les atomes. Les deux pièges PMO-2D et PMO-3D, utilisent les mêmes sources lasers. Ces sources sont éteintes lors de la phase interférométrique, et leur différence de fréquence est très proche de celle des lasers Raman. Cette même paire de sources peut ainsi être utilisée successivement pour la préparation de la source atomique et pour l'interféromètre, ce qui permet de n'utiliser que trois sources lasers. Les dimensions du banc optique sont ainsi réduites ($60\ cm\ \times\ 90\ cm$). Il a été développé par Patrick Cheinet durant sa thèse [34, 98], son schéma fonctionnel est représenté sur la figure 3.13. Le laser $L_{\text{réf}}$ est dédié à la détection et à la préparation des atomes en tant que faisceau pousseur. Il joue aussi le rôle de référence optique. Sa fréquence est asservie sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$, grâce à un dispositif d'absorption saturée [99]. Le laser repompeur R_1 est d'abord accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ durant la phase de refroidissement, puis est désaccordé d'environ 1 GHz pendant l'interféromètre, ce qui fait varier de $6,57\ GHz$ à

$5,57\ GHz$ la différence de fréquence $\Delta\nu_1$ entre les lasers $L_{\text{réf}}$ et R_1. L'agilité de l'asservissement du laser R_1 est obtenue en comparant $\Delta\nu_1$ à la fréquence d'un oscillateur micro-onde largement accordable (YIG [1]). Initialement, R_1 était asservi en fréquence, nous avons modifié ce système durant ma thèse pour l'asservir en phase (figure 3.14). Enfin la fréquence du laser de refroidissement R_2 est comparée à celle de R_1. Leur différence de fréquence $\Delta\nu_2$ passe d'environ $6,6\ GHz$ pendant le refroidissement à $\omega_{\text{HFS}} = 6,834\ 682\ 610\ GHz$ au début de l'interféromètre et un asservissement de phase prend le relais avec le battement $\Delta\nu_3$. Ce dernier battement a lieu au plus près de la fibre dédiée au collimateur Raman, l'asservissement est également présenté sur la figure 3.14. Compte tenu du nombre d'accès optiques disponibles sur l'enceinte à vide, le faisceau Raman, rétro-réfléchi par un miroir, sert également de faisceau vertical pour le PMO-3D (paragraphe 3.4.3). Un premier modulateur acousto optique (MAO) répartit la puissance entre d'une part les deux fibres pour les PMO et d'autre part la fibre reliée au collimateur Raman, noté faisceau vertical sur la figure 3.13. La fréquence de ce faisceau est décalée de la fréquence de modulation du MAO ($80\ MHz$). Le second modulateur, dont la fréquence de modulation est asservie sur celle du premier, recale la fréquence du faisceau sur sa fréquence originelle pour que le piège fonctionne correctement. Cette succession de MAO permet de plus d'éteindre avec une très bonne efficacité le faisceau Raman en dehors des impulsions. Six fibres optiques à maintien de polarisation acheminent les faisceaux hors du banc vers l'enceinte à vide, directement ou à travers les deux coupleurs : du premier coupleur de fibre *1 vers 6*, seulement quatre fibres sont utilisées pour les axes horizontaux du PMO-3D, le second est un coupleur de fibre *1 vers 3* utilisé pour le PMO-2D.

Les trois sources sont des diodes lasers montées en cavité étendue. La longueur d'onde d'émission λ_{laser} est sélectionnée par un filtre interférentiel disposé dans la cavité [100].

La puissance de sortie du laser est de l'ordre de $30\ mW$ pour un courant de $90\ mA$, ce qui est insuffisant pour refroidir les atomes et réaliser les transitions Raman. Les faisceaux issus de R_1 et R_2 sont amplifiés à l'aide d'amplificateurs optiques évasés (AOE) pour obtenir les quelques centaines de milliwatts nécessaires.

3.4.2 Contrôle des fréquences et mesure de g

Le fonctionnement des asservissements de phase est expliqué avec le principe du banc optique. Cette explication est complétée par la figure 3.14. Toutes les fréquences

1. *Yttrium Iron Garnet*

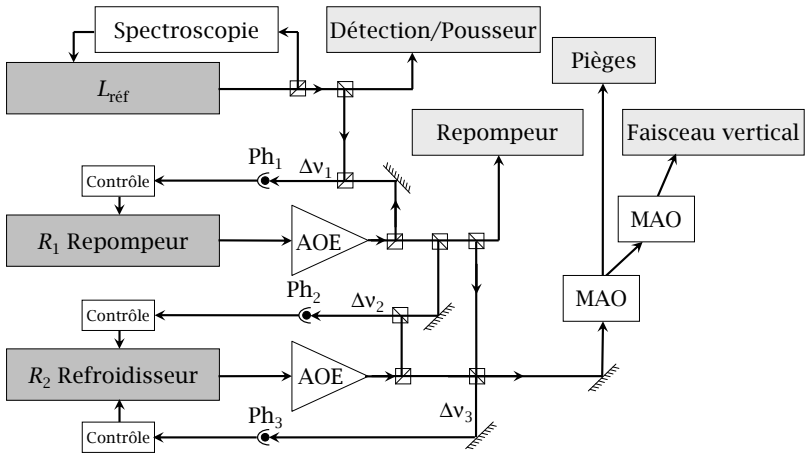

FIG. 3.13 – Principe de fonctionnement du banc optique. Les lasers sont en gris foncé, les fonctions de sorties en gris clair. Le laser $L_{\text{réf}}$ est asservi sur une raie d'absorption saturée dans une vapeur de ^{87}Rb. Le laser R_1 est asservi en phase sur $L_{\text{réf}}$ et R_2 est asservi en fréquence et en phase sur R_1. Ces deux derniers faisceaux sont amplifiés par des amplificateurs optiques évasés (OAE) puis dirigés vers les fibres des pièges magnéto-optiques et/ou la fibre du faisceau vertical qui sert au faisceau Raman et à l'axe vertical du PMO-3D.

impliquées sont référencées par un seul et même quartz *BlueTop (Wenzel)* à 5 MHz, résonateur pilote de la chaîne de fréquence *SpectraDynamics* qui génère les signaux 100 MHz utiles.

La rampe de fréquence α est réalisée par la DDS1[2] qui permet de réaliser des sauts de fréquences $\delta\nu_{\text{DDS1}}$ par pas temporel de $\delta t = 10\ \mu s$. La rampe s'écrit donc :

$$\alpha = \frac{2 \times \delta\nu_{\text{DDS1}} \times 2\pi}{10 \times 10^{-6}}\ (rad.s^{-2}) \tag{3.42}$$

L'alternance des interféromètres "↑" et "↓" est réalisée en changeant le signe de la rampe α (paragraphe 3.2.6 et équation 3.22). Pour $\mathbf{k}_\uparrow$, $\delta\nu_{\text{DDS1}} > 0$ est balayée de $\nu^0_{\text{DDS1}} - 2T\alpha$ à ν^0_{DDS1}. Inversement, pour $\mathbf{k}_\downarrow$, $\delta\nu_{\text{DDS1}} < 0$ est balayée de ν^0_{DDS1} à $\nu^0_{\text{DDS1}} + 2T\alpha$ (figure 3.15). On balaye ainsi en sens inverse les mêmes fréquences pour que les déphasages liés aux délais soient identiques pour les deux configurations "↑" et "↓". Ainsi :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_\uparrow &= \varphi_{\nu_1}(0) - 2\varphi_{\nu_2}(T) + \varphi_{\nu_3}(2T) \\ \Delta\Phi_\downarrow &= \varphi_{\nu_3}(0) - 2\varphi_{\nu_2}(T) + \varphi_{\nu_1}(2T) = \Delta\Phi_\uparrow \end{aligned} \tag{3.43}$$

Pour déterminer $g = \frac{\alpha}{k_{\text{eff}}}$, il nous reste à connaître $k_{\text{eff}} = k_1 + k_2$. A partir des niveaux énergétiques (figure A.1), de la connaissance de la fréquence de la raie utilisée

2. Synthétiseur numérique *Direct Digital Synthesis*

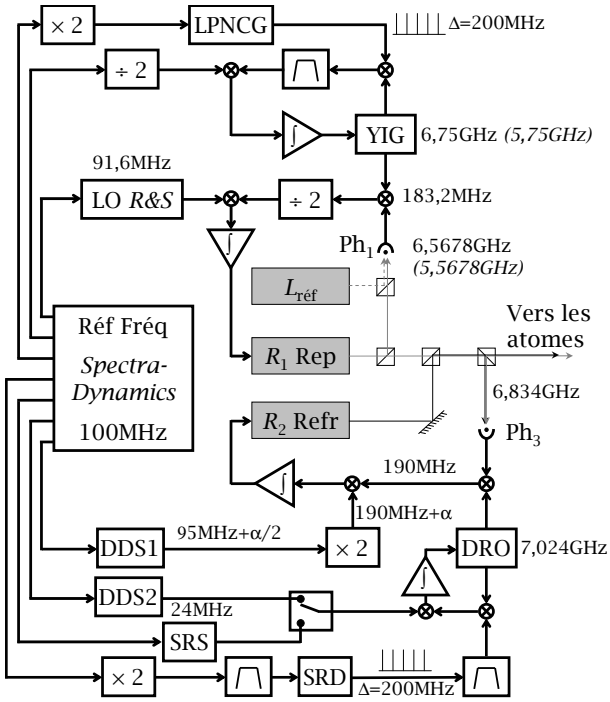

FIG. 3.14 – Lasers et chaînes électroniques d'asservissement en phase. Les convertisseurs fréquence/phase ne sont pas représentés. Partie haute, asservissement du laser repompeur (R_1) sur le laser de référence ($L_{\text{réf}}$) et en bas de figure, celui du laser de refroidissement (R_2) sur le laser repompeur (R_1). Les traits fins correpondent aux faisceaux lasers, les épais aux signaux et fonctions électroniques. Le YIG, également asservi en phase, permet de passer de la configuration "piège" à "interféromètre". La fréquence de référence de l'asservissement de R_1 est assurée par un oscillateur *Rohde&Shwarz* (LO R&S), sa fréquence est comparée à celle du battement entre le YIG et le battement entre R_1 et $L_{\text{réf}}$. La DDS1 est utilisée pour effectuer la rampe de fréquence α, la DDS2 est l'oscillateur de référence pour l'asservissement en phase du DRO (Oscillateur à Résonateur Diélectrique) durant l'interféromètre et la SRS (oscillateur *Stanford Research*) durant la sélection en vitesse lors de la préparation atomique. Le SRD (*Step Recovery Diode*) et LPNCG (*Low Phase Noise Comb Generator*) génèrent des peignes de fréquences espacées de 200 MHz.

pour asservir le laser de référence $L_{\text{réf}}$ et des asservissements, on peut déterminer k_1 puis k_2. Par le passé, la fréquence du laser R_1 pouvait varier sur le long terme à cause des non linéarités des convertisseurs fréquence tension. Nous avons remédié à cela au début de ma thèse en ajoutant deux asservissements de phase : celui du YIG et celui du laser R_1. La fréquence de $91,6\ MHz$ délivrée par un oscillateur *Rohde&Shwarz*, également référencé à la fréquence du quartz *BlueTop*, est comparée à la différence

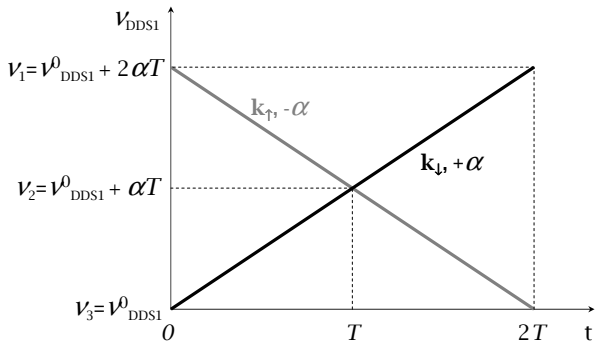

FIG. 3.15 – Rampes de fréquences α pour les interféromètres "↑ " (en gris) et "↓" (en noir).

de fréquence entre le YIG et le battement entre les lasers R_1 et $L_{\text{réf}}$ pour asservir en phase le laser R_1 (figure 3.14). k_1 est désormais fixe, k_2 l'est également.

La figure 3.4 a été obtenue à l'Observatoire de Paris avec le prototype. La frange centrale correspondait à $\alpha = -25,1442\ MHz.s^{-1}$ soit $\nu_{\text{DDS1}} = -125,721\ Hz$ ($\mathbf{k}_\uparrow$). Avec un battement de $5,566\ 8\ GHz$ entre $L_{\text{réf}}$ et R_1, l'accélération de la pesanteur non corrigée valait ce jour : $g = 980\ 927\ 817\ \mu Gal$.

Lorsque nous étions à l'Observatoire de Paris, on utilisait un signal de référence de fréquence à 100 MHz provenant d'un signal de distribution asservi sur un maser à hydrogène dont la fréquence est traçable part rapport au SI [101]. Le quartz de référence était asservi en phase avec une bande passante de $0,1\ Hz$ et ne pouvait alors pas dériver, la correction présentée au paragraphe 3.3.1 était nulle.

3.4.3 Enceinte

L'enceinte du prototype provient de la première fontaine atomique du laboratoire FO1 (figure 3.16). Elle est en acier inoxydable et présente des impuretés magnétiques au niveau des soudures qui créent un champ magnétique résiduel de l'ordre de 40 mG au centre de l'enceinte. Compte tenu du faible nombre d'accès optiques, le PMO-3D est chargé à partir d'un PMO-2D, avec cinq faisceaux : quatre horizontaux et un vertical rétro-réfléchi qui sert également de faisceau Raman. Le miroir est situé à l'extérieur de l'enceinte. Quatre hublots dans la zone basse sont utilisés pour la détection des atomes. La taille de l'enceinte permet de réaliser des chutes sur 7 cm. Cette enceinte est maintenue par trois pieds sur lesquels reposent deux blindages magnétiques.

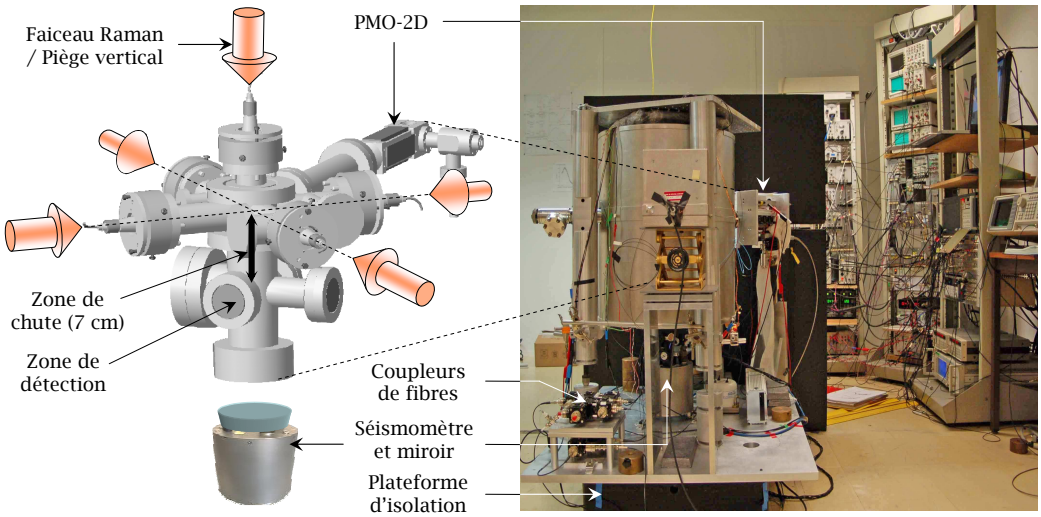

FIG. 3.16 – Prototype de gravimètre atomique. A gauche, agrandissement de l'enceinte à vide : les cinq faisceaux de PMO-3D sont représentés, le vertical servant également de faisceau Raman. Le séismomètre et le miroir de rétroréflexion sont placés à l'extérieur des blindages. L'ensemble repose sur une plateforme d'isolation passive. On aperçoit à droite les armoires d'électronique de contrôle et derrière les blindages, un panneau de la boîte d'isolation acoustique.

3.4.4 Détection

Deux systèmes de détections avaient été mis en place sur le prototype afin de compter les populations atomique dans les niveaux $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ (paragraphe 3.2.4). Le principe utilisé pour le nouveau gravimètre et toujours le même et les dispositifs améliorés sont présentés au paragraphe 4.1.7. Je ne détaillerai donc pas ici la détection du prototype. La sonde pouvait être réalisée avec des nappes de lumières [34] ou en utilisant le faisceau Raman vertical [35] utilisé en mélasse pour geler devant le dispositif de collection de photons, les nuages atomiques dans les deux niveaux. Le dispositif de collection unique, est constitué d'une série de trois lentilles et de deux photodiodes.

3.4.5 Isolation des vibrations

La source de bruit majeure de l'interféromètre est due aux vibrations. L'interféromètre est un accéléromètre vertical incapable de discriminer entre les fluctuations de g et les vibrations parasites vues par le miroir de rétroréflexion. Il est donc nécessaire d'isoler ce miroir des vibrations. C'est en fait toute l'enceinte qui est disposée sur une plateforme d'isolation passive *MinusK* qui agit comme un filtre passe bas

aux fréquences supérieures à $0,5\ Hz$. Le séismomètre *Guralp* utilisé pour mesurer les vibrations sur le site de Trappes (figure 2.6 au paragraphe 2.2) est associé au dispositif. Placé entre la plateforme et le miroir (figure 3.16), il lit les vibrations vues par ce dernier. Les spectres de vibrations enregistrés avec et sans la plateforme sont présentés figure 3.17. La fonction de sensibilité nous permet d'écrire :

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}}(z_g(-T) - 2z_g(0) + z_g(T)) = k_{\text{eff}} \int_T^{-T} g_{\text{s}}(t) v_{\text{g}}(t) dt \tag{3.44}$$

avec z_{g} et v_{g}, les positions et vitesses et g_{s} la fonction de sensibilité (équation 3.17). La référence [85] permet encore d'exprimer la sensibilité attendue avec le gravimètre atomique sous forme d'écart type d'Allan $\sigma_g(\tau)$:

$$\sigma_g^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sin(\pi k f_{\text{c}} T)}{\pi k f_{\text{c}} T} \right)^4 S_{\text{a}}(2\pi k f_{\text{c}}) \tag{3.45}$$

avec f_{c} la fréquence de cycle du dispositif et S_{a} la densité spectrale de puissance des fluctuations d'accélérations représentées à gauche sur la figure 3.17. On attend des stabilités à $1\ s$, avec les paramètres typique du prototype ($T = 50\ ms, f_{\text{c}} = 3,8\ Hz$), de $2,9 \times 10^{-6} g$ de jour et $1,4 \times 10^{-6} g$ de nuit sans la plateforme et $7,6 \times 10^{-8} g$ en utilisant la plateforme.

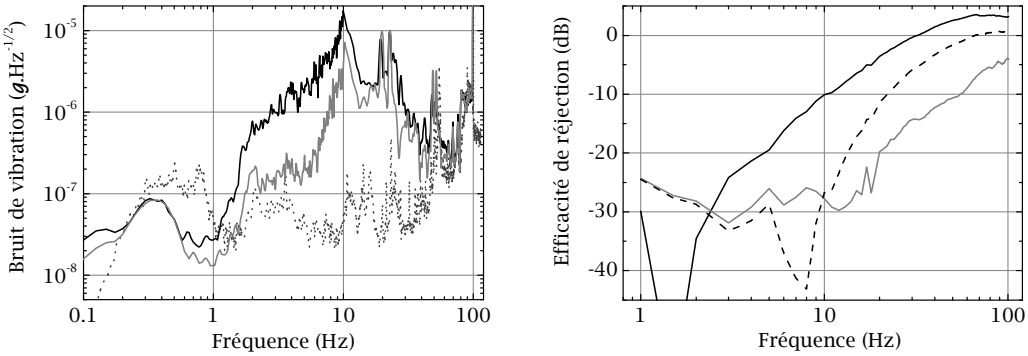

FIG. 3.17 – A gauche, bruit de vibration à l'Observatoire de Paris de jour sans la plateforme en noir, et de nuit en gris clair. En pointillé gris foncé, bruit de vibration de jour avec la plateforme d'isolation passive. A droite, efficacité de réjection des vibrations avec la plateforme (en trait plein noir), en utilisant un filtre numérique (en pointillé noir) et en retardant l'enregistrement des vibrations de $4,6\ ms$ avec le séismomètre (en gris).

Une boîte en bois tapissée de mousse isolante entoure l'ensemble pour l'isoler du bruit acoustique.

3.5 Performances et limites

3.5.1 Sensibilité court terme

Les différentes sources de bruit indépendantes de l'environnement, limitant la sensibilité court terme du gravimètre ont été étudiées durant la thèse de Julien Le Gouët. Le bilan ($5,0$ $mrad$ par coup soit $6,5 \times 10^{-9} g.Hz^{-1/2}$) est dominé par le bruit de détection ($4,0$ $mrad$ par coup soit $5,2 \times 10^{-9} g.Hz^{-1/2}$) comme nous l'avons expliqué dans [102]. Ces contributions restent négligeables devant celles des vibrations parasites. On écrit le déphasage interférométrique dû aux vibrations parasites ϕ^S_{vib} avec la fonction de transfert :

$$\phi^S_{vib} = k_{\text{eff}} \int_T^{-T} g_{\text{s}}(t) v_s(t) dt = k_{\text{eff}} K_s \int_T^{-T} g_{\text{s}}(t) U_s(t) dt \tag{3.46}$$

avec U_s la tension de sortie du séismomètre, correspondant à la mesure de vitesse et $K_s = 400,2$ $V.m^{-1}.s$ la sensibilité aux vitesses du séismomètre. Ce signal est utilisé pour compenser des vibrations enregistrées, le signal de l'interféromètre. En effet la figure 3.18 montre les corrélations entre la probabilité de transition de l'interféromètre et le déphasage calculé à partir du signal du séismomètre. Si on n'utilise pas la plateforme, le bruit de vibration est si important qu'il modifie la phase de l'interféromètre de plus de 2π, on saute alors de frange de mesure de g. Avec la plateforme, le coefficient de corrélation peut atteindre $0,94$ (figure 3.18 de droite).

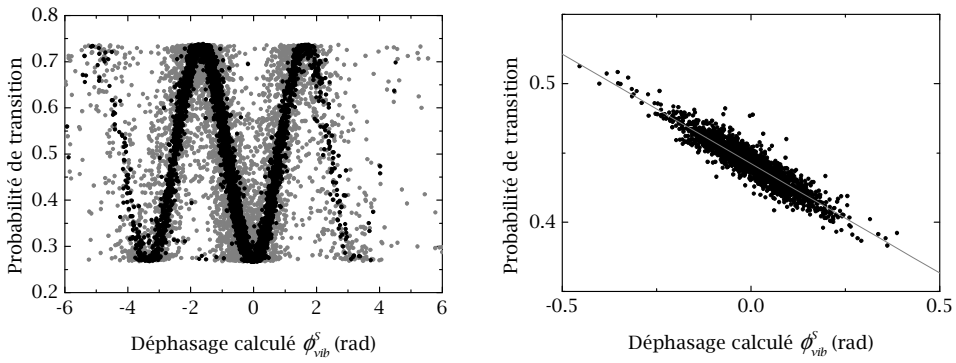

FIG. 3.18 – Corrélation entre la probabilité de transition mesurée avec l'interféromètre et le déphasage calculé avec la mesure des vibrations avec le séismomètre. A gauche, mesures effectuées sans isolation passive. A droite, mesures effectuées avec isolation passive. L'effet d'un filtre numérique est indiqué sur le graphique de gauche en noir.

On peut donc calculer ϕ^S_{vib} et effectuer une correction à postériori de la phase de l'interféromètre. Le graphe de droite sur la figure 3.17 illustre l'apport de cette

correction qui permet d'améliorer la sensibilité d'un facteur 3. Cependant, la réjection est limitée par la fonction de transfert du séismomètre qui n'est pas plate entre 10 Hz et 100 Hz. Un filtre numérique a alors été développé par Julien Le Gouët durant sa thèse [35, 102]. Il permet de redresser la fonction de transfert du séismomètre entre ces fréquences. L'apport du filtre est également illustré sur les figures 3.17 et 3.18. Bien que cette technique nous ait permis d'atteindre une sensibilité record de $1,4 \times 10^{-8} g$ sur 1 s de nuit sans la climatisation, le gain n'est que de 25 %. Nous avions alors suspecté un couplage entre les axes du séismomètre limitant l'efficacité du filtre. L'enregistrement des accélérations selon les trois axes du séismomètre permet de calculer pour chaque axe une correction. Nous avons pour cela utilisé le filtre numérique uniquement pour l'axe vertical. Le meilleur ajustement de la probabilité de transition obtenue à mi-frange avec une combinaisons linéaire des trois corrections montre en effet des couplages de 4 % et 5 %. Cependant, comme le montre la figure 3.19, la correction selon les trois axes ne permet pas d'améliorer la sensibilité de la mesure, elle supprime la bosse qui apparaît sur l'écart type d'Allan obtenus avec une seule correction selon l'axe vertical.

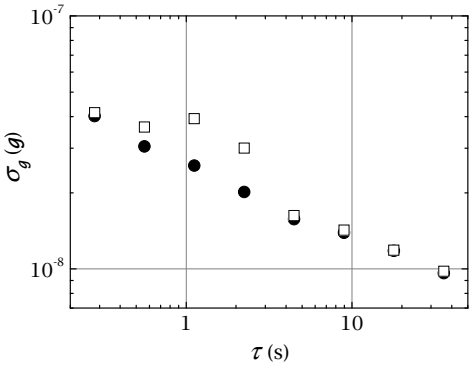

FIG. 3.19 – Ecart type d'Allan obtenus sur une même mesure de jour avec la plateforme d'isolation, en corrigeant des déphasages calculés selon l'axe vertical du séismomètre seul (carrés vides) et selon les trois axes (ronds pleins).

Lors de la mise en place de ces corrections, nous avons remarqué que le déphasage du séismomètre varie linéairement avec la fréquence de 1 Hz à 100 Hz avec une pente correspondant à un écart d'environ 5 ms. Le déphasage du séismomètre peut alors être compensé en retardant l'acquisition des vibrations correspondant au déphasage interférométrique à corriger. Le retard optimum mesuré est en réalité de $4,6$ ms. L'efficacité de réjection est présenté sur la figure 3.17. Les résultats obtenus avec la réjection en retardant l'acquisition des vibrations et avec l'utilisation du filtre

numérique sont identiques. Bien que ce décalage d'acquisition du signal ne nous permette pas d'améliorer la stabilité de mesure, il soulage grandement le traitement des données de l'ordinateur de contrôle en supprimant l'opération de traitement du filtrage.

3.5.2 Sensibilité long terme

Les acquisitions du signal de gravité effectuées sur plusieurs jours en continu montraient une fluctuation de ± 15 μGal par rapport à la prédiction de variation de g obtenu avec un modèle de marées. Les écart-types d'Allan obtenus à partir du signal corrigé du modèle de marées atteignent 2 μGal après 1 000 s de moyennage. Ces stabilités long termes sont limités par les fluctuations incontrôlées des effets systématiques.

3.5.3 Exactitude

Réjection des effets indépendants du sens de $\vec{k}_{\mathbf{eff}}$

La qualité de superposition des trajectoires "$\uparrow$" et "$\downarrow$" est fondamentale pour rejeter correctement les biais présentés (paragraphe 3.2.5). Cependant ils ne sont pas tous également rejetés par la seule qualité de superposition. Nous avons évalué la qualité de réjection en effectuant des mesures différentielles entre deux paires de mesures "$\uparrow$" et "$\downarrow$" avec des conditions de mesures différente pour chacune des paires "$\uparrow$" et "$\downarrow$".

Le biais dû aux déphasages RF ne dépend pas des trajectoires mais des fréquences balayées (paragraphe 3.4.2), c'est le principe d'alternance qui assure la réjection avec un biais nul. La mesure a cependant été réalisée avec deux filtres passe-bas de fréquences de coupure 90 MHz et 150 MHz disposés à la sortie de la DDS1 assurant la rampe de fréquence. A l'aide d'un interrupteur RF, le signal est envoyé à travers l'un ou l'autre filtre, induisant des déphasages différents sur les deux interféromètres obtenus pour chaque paire "$\uparrow$" et "$\downarrow$". Le résidu est de $(0,3 \pm 3,0)$ % [35], il correspond au rapport du biais final (demi différence $\frac{\Delta\Phi_\uparrow - \Delta\Phi_\downarrow}{2}$) sur l'amplitude du biais initial (demi somme).

Concernant le biais dû au déplacement à un photon, une étude similaire faisant varier la puissance des faisceaux Raman a permis de quantifier le résidu de la réjection à 1 %, le biais obtenu est finalement de $\Delta\Phi_{LS1} = (0,0 \pm 0,5)$ μGal.

Enfin, pour l'effet Zeeman quadratique, les forts gradient de champs magnétique dans l'enceinte limitent l'efficacité de la réjection. Nous avons finalement obtenu un biais résiduel de $\Delta\Phi_{Zeeman} = (-4 \pm 3)\ \mu Gal$.

Réjection du déplacement lumineux à deux photons

Les deux mesures supplémentaires, effectuées pour une puissance Raman puis pour la moitié de cette puissance, sont utiles pour déterminer et rejeter le déplacement lumineux à deux photons. Pour une transition Raman typique de $\tau_\pi = 16\ \mu s$, nous avons obtenu un bais de $\Delta\Phi_{LS2} = (85 \pm 1)\ \mu Gal$.

Effets non rejetés et non évalués

Nous avons cherché à évaluer le biais des aberrations du front d'onde bien que les éléments optiques utilisés sur l'axe des faisceaux Raman n'étaient pas adaptés et étudiés pour limiter les aberrations optiques. Nous ne les avons pas caractérisés mais nous avons essayé d'extrapoler le biais pour une température des atomes tendant vers $0\ K$. En effet, l'expansion du nuage dépendant de sa température, l'effet du biais varie avec les variations de la température du nuage (figure 4.22). Il n'était pas possible d'obtenir des températures du nuage atomique inférieure à $2,5\ \mu K$ avec le prototype. En tenant compte de l'effet Coriolis, les mesures de biais obtenues correspondent à un défaut d'aberration simulé dû à une courbure de $200\ m$ (paragraphe 3.3.1). Pour des nuages atomiques dont la température est comprise entre $2,5\ \mu K$ et $6\ \mu K$, le biais varie de $20\ \mu Gal.\mu K^{-1}$. L'extrapolation à $0\ K$ du biais ($50\ \mu Gal$) est cependant périlleuse. Le front d'onde réel ne correspond peut-être pas à une courbure au centre du nuage. Lorsque la température est élevée, il est possible que l'effet de la courbure précédente domine dans le déphasage total obtenu sur la distribution atomique mais pour une distribution atomique de $T_{\text{at}} = 1\ \mu K$ par exemple, la courbure est peut-être dominée par une autre aberration. Il devient nécessaire de refroidir davantage le nuage atomique pour effectuer l'extrapolation et déterminer le biais.

La configuration du prototype dans le laboratoire ne permettait pas de déterminer le biais dû à l'effet Coriolis. Elle consiste à effectuer des mesures différentielles de g en orientant le gravimètre dans une position puis à 180° de cette position autour de l'axe de chute des atomes. Cette détermination devenait surtout importante pour le dispositif final en cours de conception.

L'effet du gradient de gravité modifié par le dispositif lui-même n'a pas non plus été calculé.

Effet	Biais μGal	Erreur μGal
Alignements	0	1
Référence de fréquence	0	<0,1
Déphasages RF	0	0
vgg	-6,4	<0,1
Effet du gravimètre	?	?
Coriolis	?	?
Aberrations du front d'onde	?	?
Déplacement lumineux LS1	0	0,5
Effet Zeeman quadratique	4	3
Déplacement lumineux LS2	85	1
Effet d'indice du nuage	0,6	<0,1
Collisions froides	<0,1	<0,1

TAB. 3.1 – Effets systématiques recensés sur le prototype.

Bilan

Les effets systématiques présentés au paragraphe 3.3 sont présentés dans le tableau 3.1. Nous avons comparé notre instrument au bilan de correction incomplet, au gravimètre optique à coin de cube A10#014 de l'IPGP en 2007 à l'Observatoire de Paris avant qu'il ne vienne à Trappes effectuer des mesures sur les massifs (paragraphe 2.5.5). L'écart entre les instruments était de 16 μGal.

Limites

Ce prototype, ne permet pas d'obtenir des sensibilités long terme sub-μGal. Les fluctuations des effets systématiques ne sont pas suffisamment contrôlés mais leur étude permet d'envisager les améliorations à effectuer. Tout d'abord, l'enceinte ne disposant pas de suffisamment d'accès optique, le faisceau dédié à l'axe Raman est également utilisé comme faisceau vertical de piégeage. Malgré cela, il ne reste pas d'accès pour observer la position du PMO-3D ce qui serait intéressant dans le cadre de l'étude des aberrations du front d'onde. L'autre défaut majeur de cette enceinte est son inhomogénéité du champs magnétique, les impuretés magnétiques au niveau des soudures créent un champ magnétique parasite inhomogène atteignant 40 mG au

centre de l'enceinte. Il est nécessaire d'appliquer un fort champ magnétique vertical pour compenser les variations de champs et obtenir un champ magnétique à peu près constant. La méthode de réjection des effets systématiques est efficace ($99,7$ %) pour limiter l'important effet Zeeman quadratique résultant de ces gradients de champs magnétique, elle est limitée par les fluctuations des déplacements lumineux sur les temps longs.

Les éléments optiques utilisés sur l'axe des faisceaux Raman ne sont pas adaptés et étudiés pour limiter les aberrations optiques, nous ne les avons pas caractérisés et l'intensité du faisceau issue du collimateur Raman n'est pas parfaitement centré. Il faudrait disposer d'une mesure précise du front d'onde et d'une bonne connaissance des trajectoires des atomes pour modéliser correctement l'effet sur l'interféromètre. L'expérience ne pouvait pas être déplacée dans le laboratoire, il n'a pas été possible d'évaluer l'effet Coriolis.

3.6 Dernières expérimentations

Suite à la tentative d'amélioration de notre stabilité record avec un enregistrement des vibrations selon les trois axes du séismomètre, nous avons cherché à réaliser des mesures de g sans isolation des vibrations. Sur une idée du Professeur Pierre Rouchon de l'école des Mines de Paris, nous avons utilisé des techniques d'asservissement non linéaire pour rester asservi sur la frange centrale de notre interféromètre malgré l'excès de bruit générant des sauts de la phase de l'interféromètre supérieur à 2π comme représenté sur la figure 3.18 de gauche. Cette étude est détaillée dans l'article [103] présenté en annexe C. Elle nous a permis de mesurer g sans plateforme d'isolation, avec des sensibilités en $1\ s$, de $8,5 \times 10^{-8} g$ de nuit et de $2,7 \times 10^{-7} g$ de jour. La robustesse de cette technique avait alors été démontrée par la capacité à mesurer g malgré de fortes perturbations liées aux effets d'un séisme d'amplitude $7,7$ intervenu en Chine. Parallèlement au montage du nouveau gravimètre, nous avons ensuite continué d'utiliser le prototype et avons démontré la possibilité de réaliser un gravimètre atomique en utilisant des séparatrices à double diffraction [104] malgré l'effet Doppler dû à la chute des atomes. Un tel gravimètre devient insensible au bruit de phase des lasers Raman. L'article [105] illustrant cette possibilité de gravimètre à l'aire augmenté est également présenté en annexe. Nous avons obtenu une stabilité de $1,2 \times 10^{-7} g$ par coup avec ce gravimètre qui sera détaillé dans la thèse de Quentin Bodart, tout comme la dernière expérimentation effectué avec cette en-

ceinte à vide. Nous avons démontré la faisabilité d'un gravimètre compact n'utilisant qu'un seul faisceau laser en utilisant une pyramide creuse à quatre faces pour piéger les atomes, effectuer les transitions Raman et donc l'interféromètre et enfin détecter les atomes pour en déduire g. Nous avons obtenu une sensibilité de $1,7 \times 10^{-7} g$ en 1 s avec ce dispositif également présenté en annexe à travers l'article [106]. Cette dernière expérience effectuée avec le prototype est d'un intérêt majeur pour le futur de la gravimétrie atomique. Elle montre la possibilité de réaliser simplement un tel instrument au volume réduit, facilitant sa transportabilité.

3.7 Conclusion

Depuis le commencement de l'expérience du gravimètre atomique au LNE-SYRTE, les différents travaux menées au court des trois thèses ont permis de réaliser un prototype atteignant une sensibilité de $1,4 \times 10^{-8} g.Hz^{-1/2}$ en 2007. Cela nous a permis de recenser et d'évaluer certains effets systématique et de mettre en place un algorithme de mesure rejetant un maximum de ces effets. Tout en sachant que ce prototype ne permettrait pas d'évaluer tous ces effets, il nous a permis de concevoir un dispositif final afin de palier les limites rencontrées avec ce premier dispositif. L'enceinte à vide doit être amagnétique et disposer de suffisamment d'accès pour réaliser les PMO et contrôler la position initiale de ce dernier. Les fluctuations de puissances et de polarisation des faisceaux lumineux doivent de plus être mieux contrôlées. Afin de minimiser le biais dû à l'accélération de Coriolis, un double système symétrique de collection de la fluorescence est nécessaire et une rotation selon l'axe vertical de chute des atomes de l'expérience doit pouvoir être facilement réalisée. Enfin, il convient de concevoir un axe Raman optimisé avec des optiques de meilleur qualité et bien caractérisées pour évaluer l'effet des aberrations du front d'onde. Toujours concernant ce dernier effet, et en lien avec la conception de la zone de PMO de l'enceinte à vide, des accès supplémentaires à ceux déjà mentionnés doivent être prévus pour refroidir davantage la température du nuage atomique et limiter son expansion, avec un piège dipolaire.

Chapitre 4

Nouveau gravimètre absolu

Les principes de fonctionnement du gravimètre atomique ayant été rappelés et les limites du prototype exposées, ce chapitre présente le nouveau dispositif que nous avons réalisé au cours de ma thèse. L'instrument est tout d'abord décrit physiquement sous ensemble par sous ensemble en insistant sur les éléments nouveaux par rapport au prototype et les choix de conception effectués. Les caractérisations réalisées sont également présentées. Les mesures effectuées une fois le montage du gravimètre achevé sont présentées dans la seconde partie du chapitre. Elles contiennent les premiers signaux enregistrés et les études des effets systématiques nécessaire à l'évaluation de l'incertitude des mesures effectuées lors de deux comparaisons. Notre étalon a en effet été le premier interféromètre atomique à participer à l'ICAG au BIPM puis nous avons réalisé une comparaison bilatérale sur le site de la balance du watt au LNE avec un gravimètre à coin de cube commercial FG5. Ces comparaisons clôturent ce chapitre.

4.1 Descriptif

Le nouveau gravimètre atomique a été réalisé à l'Observatoire de Paris. Pour évaluer et éprouver, les performances des gravimètres, il est nécessaire de pouvoir les déplacer pour effectuer des comparaisons. De plus, la balance du LNE étant située à Trappes, il était impératif de rendre le dispositif mobile et donc relativement compact. C'est en tenant compte de ces contraintes que le gravimètre a été conçu avec comme objectif d'atteindre une exactitude de 1 μGal ou $sub-\mu Gal$ ($< 10^{-8}\ m.s^{-2}$). Je présente dans ce paragraphe les nouveaux éléments du gravimètre que sont l'enceinte à vide et sa structure, l'axe Raman, la détection des atomes ainsi que les

modifications de certains éléments de l'ancien dispositif et termine en abordant la transportabilité de l'ensemble.

4.1.1 Schéma général

La conception du nouveau gravimètre atomique (figure 4.1) permet d'augmenter le nombre d'accès optiques dans la zone de refroidissement pour : *(i)* réaliser le PMO-3D avec quatre collimateurs dans le plan *Nord-Sud* et deux dans selon l'axe *Est-Ouest*; *(ii)* contrôler la position du nuage atomique et *(iii)* disposer d'accès afin de pouvoir refroidir davantage les atomes. Le miroir de rétroréflexion et la lame $\lambda/4$ ont été placés sous vide. Une double détection symétrique est nécessaire pour moyenner l'effet de l'accélération de Coriolis au % et enfin, l'enceinte doit être amagnétique.

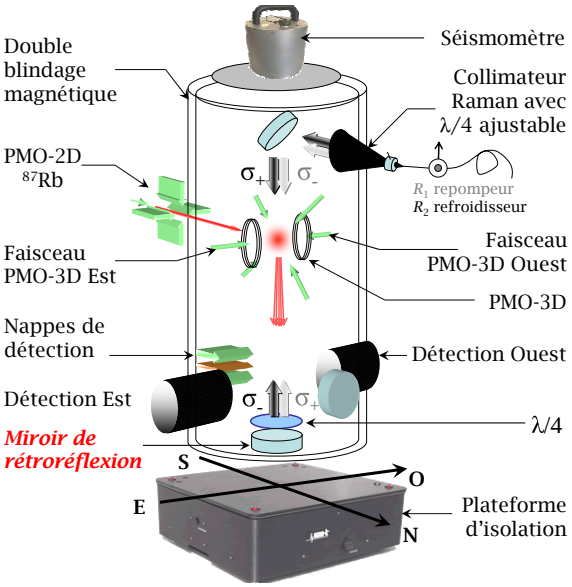

FIG. 4.1 – Schéma de conception du nouveau gravimètre atomique comportant le miroir de rétroréflexion et la lame $\lambda/4$ sous vide, et une double détection symétrique.

4.1.2 Enceinte à vide

Afin d'éviter les gradients de champs magnétique sur le trajet des atomes comme dans l'expérience précédente, nous avons réalisé l'enceinte à vide en titane et tous les éléments placés à l'intérieur des blindages magnétiques ont été testés à l'aide d'une sonde à effet Hall. L'enceinte à vide mesure 44 *cm* de haut. Elle est composée de trois parties qui ont été assemblées par soudure au laser : la zone de refroidissement, la zone de chute et de détection et enfin, un cylindre de 7 *cm* placé au dessus de la

zone de refroidissement pour éventuellement lancer les atomes vers le haut (figure 4.2). La distance entre les zones de piège et de détection peut nous permettre de réaliser un interféromètre avec un écart entre les impulsions de $T = 90\ ms$ ou plus encore en lançant les atomes vers le haut. L'étanchéité au niveau des 20 hublots est assurée par des joints en indium. Il y a 14 hublots dans la zone de piégeage, un au sommet du cylindre par lequel entre le faisceau Raman, 4 dans la zone de détection et un dernier sous le miroir de rétroréflexion. Dans la zone de détection, 2 des 4 hublots sont placés au plus près de la zone de chute des atomes pour approcher le plus possible les systèmes de collection de la fluorescence et augmenter l'angle solide utile. Deux tranchées symétriques ont été réalisées dans la zone de piégeage pour disposer des bobines anti-Helmotz de piégeage au plus près des atomes.

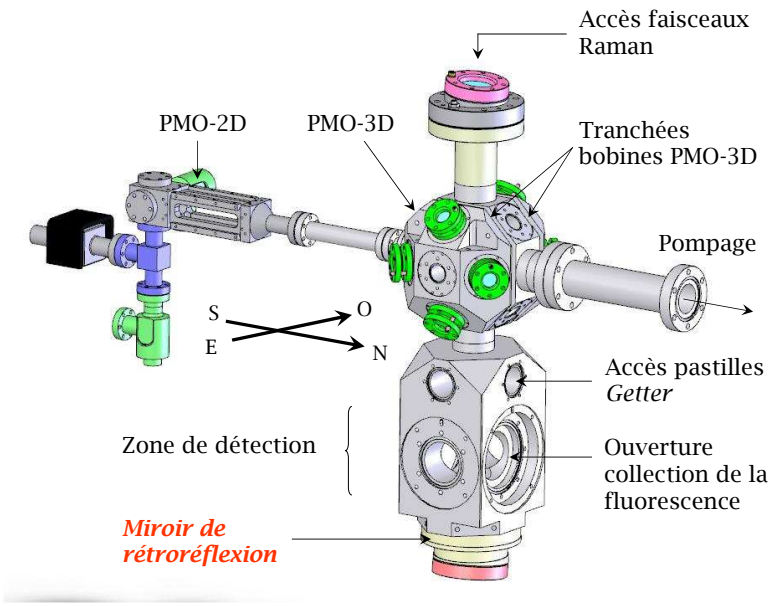

FIG. 4.2 – Enceinte à vide du gravimètre atomique, entièrement en titane. L'interféromètre est réalisé du centre de la zone PMO-3D jusque la zone de détection localisée par les grandes ouvertures, soit $18,5\ cm$. Une antenne micro-onde est positionnée dans le tube de pompage.

Le vide est assuré par 6 pompes *Getter* et une pompe ionique $2\ l.s^{-1}$. Deux pompes *Getter* $50\ l.s^{-1}$ assurent le pompage des "bras" de l'expérience : le piège 2D et le "tube de pompage" composé d'une vanne pour éventuellement utiliser une source de pompage externe. Quatre pastilles *Getter* sont placés dans la zone de chute des atomes, juste avant la détection. L'enceinte a été étuvée durant un été à $110\ ^{\circ}C$. La pompe ionique $50\ l.s^{-1}$ initialement branchée sur la vanne a rapidement été supprimée car elle n'était pas nécessaire. La lecture du courant sur l'alimentation

de la pompe ionique restante indique une pression meilleure que 8×10^{-10} hPa au niveau du bras de pompage. A ce même niveau est placé une antenne dans l'enceinte pour réaliser des transitions micro-ondes.

4.1.3 Structure

La structure de maintien de l'enceinte a été conçue pour être rigide et assurer que les vibrations du miroir de rétroréflexion, placé dans l'enceinte à vide, sont identiques à celles mesurées par le séismomètre, placé hors des blindages. L'enceinte à vide est suspendue par la zone de piégeage 3D par quatre bras en titane de 9 cm reliés à une platine de suspension en étoile à trois bras en Fortal de 4 cm d'épaisseur (figure 4.3). Cette "étoile" est soutenue par trois pieds cylindriques en Dural de 10 cm de diamètre et 58 cm de long. Ces pieds sont également utilisés pour supporter trois des quatre bobines de biais magnétique, ils reposent sur un "plateau inférieur" de diamètre $25,8$ cm et d'épaisseur $1,8$ cm. Ce plateau est relié à la plateforme d'isolation par trois pieds d'environ 10 cm ajustables pour incliner l'expérience. L'extrémité de la zone de détection est reliée aux trois pieds cylindriques par une structure à lames flexibles afin de maintenir le centrage de l'enceinte éventuellement éprouvé par des variations thermiques et atténuer les modes de vibration pendulaire. Le séismomètre est fixé sur un "plateau supérieur" à l'extérieur des blindages, relié à la partie supérieure de l'"étoile" par trois pieds en titane de 23 cm de haut et 4 cm de diamètre. Ces 23 cm permettent de disposer de l'espace nécessaire sur la partie supérieure de l'"étoile" pour placer le collimateur Raman et son miroir à 45° (voir paragraphe 4.1.6). Un raidisseur peut être vissé aux pieds si nécessaire. La quatrième bobine de champ magnétique est maintenue par ces pieds. Le miroir de rétroréflexion est donc séparé du séismomètre d'environ 70 cm. Le lien entre entre eux est fait par l'enceinte à vide en titane, les quatres bras en titane, l'"étoile" en Fortal, les trois pieds en titane et le "plateau supérieur".

L'enceinte et les différents éléments de la structure sont isolés les uns des autres avec du Kapton et du Téflon afin de ne pas créer de boucles. Le champ magnétique créé par les bobines de piégeage pourrait être capté par ces boucles et créer un biais de champs magnétique visible par les atomes comme on le verra au paragraphe suivant (paragraphe 4.1.4).

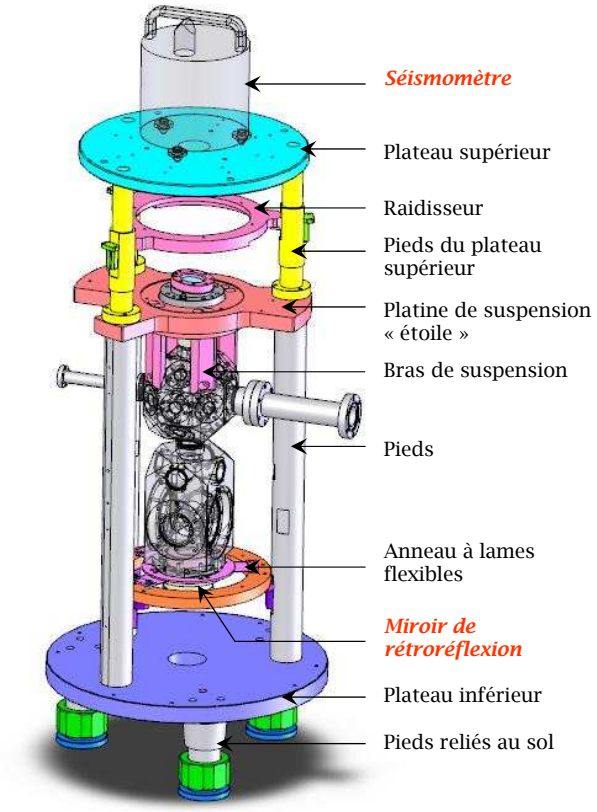

FIG. 4.3 – Structure de maintien de l'enceinte à vide (en transparence). L'enceinte est suspendue par la zone de piégeage des atomes. Le séismomètre placé sur le plateau supérieur permet de lire les vibrations vues par le miroir de rétroréflexion 70 cm plus bas.

4.1.4 Blindages et champ magnétique résiduel

Les blindages cylindriques reposent sur le "plateau inférieur" dont ils sont isolés par des entretoises en Celeron Bakelite. Chaque cylindre est constitué de six parties : deux "chapeaux" inférieurs et supérieurs, deux demi cylindres et deux "haut-de-formes" pour les systèmes de collection de la fluorescence (voir paragraphe 4.1.7) qui sortent des cylindres. Les chapeaux inférieurs sont présents en permanence sur la structure du gravimètre, trois orifices permettent le passage sans contact des pieds en Dural jusqu'au "plateau inférieur". Les demi cylindres reposent sur ces chapeaux et sont liés entre eux par des vis en titane. Les "haut-de-formes" sont ajusté pour être emmanchés sur un plan tangent aux cylindres et sont également vissés. Les chapeaux supérieurs ferment l'ensemble comme un couvercle et empêchent les cylindres de s'ouvrir. Ils sont également ouverts pour permettre la traversée des trois pieds en titane soutenant le "plateau supérieur" du séismomètre. Ces couvercles ne peuvent

donc être retirés de la structure sans enlever le séismomètre et le "plateau supérieur". Un système astucieux permet de les surélever légèrement et sans contact afin de libérer les demi cylindres qui peuvent ainsi être séparés de l'ensemble. Des fils de démagnétisation des blindages ont été installés le long des pieds de la structure, à l'intérieur des blindages. Ils sont accessibles par les trois ouvertures des couvercles et une ouverture centrale dans les "chapeaux" inférieurs et le "plateau inférieur" permettant un accès à la mesure du faisceau Raman. Lorsque les blindages sont fermés, ces fils permettent de réaliser trois boucles pour démagnétiser les blindages.

Nous avons précisé au paragraphe 4.1.2 que l'enceinte a été réalisée et assemblée de sorte qu'il n'y ait aucun biais magnétique dans l'enceinte. Avec les blindages magnétiques correctement disposés, nous avons recherché un éventuel biais magnétique en réalisant des transitions de $|F=2\rangle$ à $|F=1\rangle$ avec l'antenne micro-onde placée sur le "tube de pompage" de l'enceinte (figure 4.2). Sans champ magnétique, les onze transitions possibles sont confondues. Il apparaît clairement sur la figure 4.4 qu'il existe dans l'enceinte, un champ magnétique qui permet de différencier les raies. A partir de ces transitions, on détermine le biais magnétique avec par exemple la fréquence de la transition $|m_{F=2}=-1\rangle \rightarrow |m_{F=1}=-1\rangle = |m_{F=2}=1\rangle \rightarrow |m_{F=1}=1\rangle = \Delta_{11}$ et le décalage Zeeman correspondant de $1,4\ MHz.G^{-1}$. La mesure est réalisée après un délai de 33 ms après la coupure du PMO-3D, le biais magnétique vaut ici $5,9\ mG$. Si on répète la mesure sans effectuer de PMO-3D mais directement à partir d'une mélasse optique, les mêmes raies sont beaucoup plus rapprochées (figure 4.4 de droite). Le biais de champ magnétique correspondant est de 87 μG.

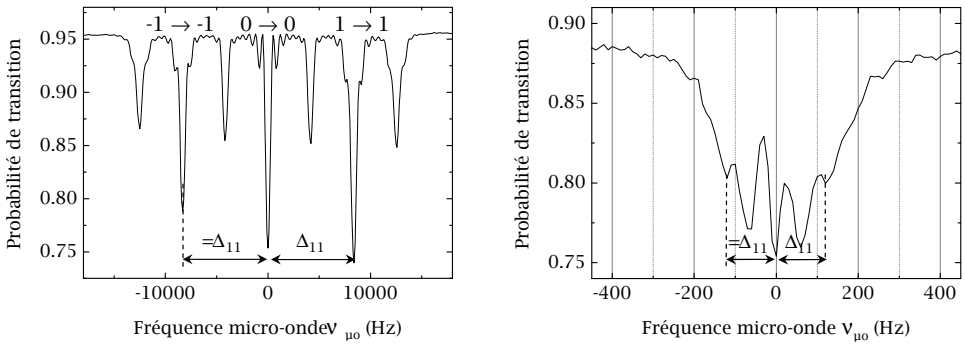

FIG. 4.4 – Spectres des transitions micro-onde. A gauche, spectre obtenu en sortie du PMO-3D. Les transitions $|m_{F=2}=i\rangle \rightarrow |m_{F=1}=j\rangle$ sont précisées en haut de la figure. A droite, même spectre obtenu directement sur la mélasse optique sans effectuer de PMO-3D préalablement. Pour les deux courbes, la différence de fréquence Δ_{11} est représentée, elle correspond au décalage Zeeman de $1,4\ MHz.G^{-1}$.

Bien que le biais de champ magnétique réel soit satisfaisant, la situation résultante de l'extinction des bobines du PMO-3D ne l'est pas. Elle génère des courants de Foucault circulant dans des boucles qui créent un champ magnétique parasite au niveau des atomes. Nous avons mesuré cet effet en variant le délai entre l'extinction du courant dans les bobines et l'impulsion micro-onde (figure 4.5). Dans un premier temps, nous n'avions pas isolé les différents éléments composant la structure, les uns des autres et de l'enceinte elle-même. Des boucles existaient ainsi dans les blindages. Par exemple, trois boucles étaient fermées entre deux pieds de la structure, la platine de suspension en "étoile" et le plateau inférieur. Les mesures effectuées alors sont représentées sur la figure 4.5 de gauche en carrés noirs. La majeure partie de ces boucles ont alors été ouvertes en isolant les différents éléments les uns des autres, spécialement ceux qui ne sont pas constitués de titane. Le titane ayant une résistivité élevée, les courants s'y atténuent très rapidement. Il reste cependant quelques circuits fermés. Par exemple, pour ne pas risquer de perturber l'alignement vertical de l'ensemble, deux bras de suspensions reliés à l'enceinte et à l'"étoile" forment toujours une boucle. Les boucles naturelles telles que les bobines de biais magnétiques et leurs supports sont toujours fermées mais surtout, l'ouverture dans l'"étoile" est présente comme celle du raidisseur. On pourrait envisager de les remplacer à l'identique par des éléments en titane. La courbe de biais de champ magnétique déterminée suite à l'isolation des éléments est représentée en ronds ouverts. Une amélioration est notable mais il est toujours nécessaire d'attendre presque 30 ms après l'extinction des bobines du PMO-3D pour que ce biais soit inférieur à 10 mG.

Nous avons alors réduit l'effet de ce biais de champ magnétique résiduel en diminuant le courant électrique dans les bobines du PMO-3D de 4 A à $1,8$ A. Pour des intensités inférieures, le nombre d'atomes piégés décroît. De plus, afin de lever la dégénérescence Zeeman, on applique un champ magnétique avec les quatres bobines de biais magnétique. Le déphasage sur l'interféromètre dépend du champ magnétique résiduel mais également du champ magnétique de biais. Nous avons alors diminué le courant électrique dans les bobines de biais de 30 mA à 10 mA sans que le fonctionnement de l'interféromètre n'en soit modifié. La cartographie du champ magnétique dans ces conditions de mesure est représenté sur la figure 4.5 de droite. Le champ magnétique sur le trajet des atomes est compris entre $14,2$ mG et $12,9$ mG ce qui représente une variation pic à pic de $1,3$ mG. Cette variation n'est pas très importante relativement au champ magnétique constant de $B_0 = 12,9$ mG mais surtout, cette variation est presque symétrique par rapport à l'impulsion Raman π ce qui laisse

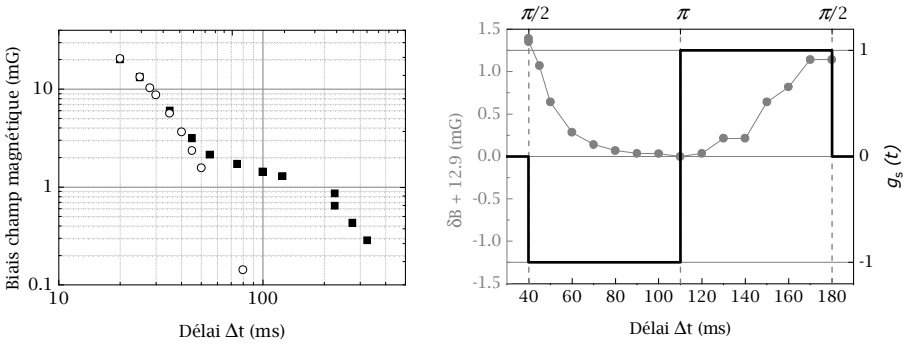

FIG. 4.5 – Champs magnétique dans l'enceinte. A gauche, biais de champ magnétique après l'extinction des bobines du PMO-3D. Le délai entre cette extinction et l'impulsion micro-onde est noté Δt. En carrés noirs, avant d'isoler correctement les boucles liées à l'assemblage de la structure avec l'enceinte. En ronds ouvert, après avoir isolé le maximum de ces boucles. A droite, cartographie avec un courant de 10 mA dans les bobines de biais de champ magnétique et fonction de sensibilité. L'instant des impulsions Raman est représenté en pointillés.

présager un faible déphasage sur l'interféromètre. En effet, à l'aide de la fonction de sensibilité (équation 3.18) et du déplacement de la fréquence hyperfine (équation 3.37, le déphasage sur l'interféromètre s'écrit :

$$\triangle\Phi_{Zeeman} = 2\pi K \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\mathrm{s}}(t)[B_0^2 + 2B_0\delta B + \delta B^2]\mathrm{d}t \approx 4\pi K B_0 \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\mathrm{s}}(t)\delta B\mathrm{d}t \quad (4.1)$$

avec $B = B_0 + \delta B$. Pour $T = 70\ ms$, $\triangle\Phi_{Zeeman} = 0,5\ mrad$ soit $0,6\ \mu Gal$ pour les interféromètres "$\uparrow$" et "$\downarrow$". La séparation spatiale entre les deux interféromètres "$\uparrow$" et "$\downarrow$ est très faible, ils sont donc soumis au même biais de $0,6\ \mu Gal$, rejeté par la demi différence ($\frac{\Delta\Phi_\uparrow - \Delta\Phi_\downarrow}{2}$) de l'algorithme proposé au paragraphe 3.2.5.

On pourrait homogénéiser plus encore le champ magnétique en alimentant les quatres bobines de biais de champ magnétique avec quatre courant électriques indépendants. Cela n'est pour l'instant pas nécessaire.

4.1.5 Piégeage des atomes

Un piège magnéto-optique à deux dimensions PMO-2D a été réalisé sur la base de l'ancien, largement présenté dans [34]. La pression de vapeur de rubidium est de 10^{-7} $mbar$ dans l'enceinte du PMO-2D et le flux d'atomes est de 7×10^9 $at.s^{-1}$. Quatre collimateurs du PMO-3D ont été recyclés du prototype pour réaliser le refroidissement dans le plan vertical, perpendiculaire à l'axe *Est-Ouest* du PMO-3D. Le cinquième collimateur a également été utilisé pour pousser les atomes lors de la

préparation. Les orifices dans l'enceinte pour ces faisceaux ont un diamètre de 18 mm et les faisceaux des collimateurs ont un diamètre de 15 mm. Le dernier collimateur du PMO-3D du prototype est désormais utilisé comme pousseur, il est placé sous la zone de refroidissement et la pointe avec un angle de 45° par rapport à la verticale (figure 4.6). Les deux collimateurs dédiés à l'axe *Est-Ouest* ont été réalisés sur le même schéma que les précédents en y insérant un polariseur linéaire en couches *Polarcor* pour éviter les fluctuations de la polarisation de ces faisceaux. La réalisation des collimateurs a été réalisé à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Shack Hartmann. Le centre d'intensité est précisément centré sur le faisceau tirant perpendiculairement à son support, plan de référence de l'enceinte à vide. L'analyseur de front d'onde aide au positionnement de la fibre optique, à l'optimisation et au contrôle du rayon de courbure du faisceau lors du collage. Le rayon de courbure obtenu est de plus d'un kilomètre et la qualité du front d'onde est de $\lambda/10$ rms. Les collimateurs sont fixés sur l'enceinte à vide par une monture coudée dont la conception et la réalisation mécanique garantit le positionnement des faisceaux. Chaque monture est équipée d'une photodiode placée derrière le miroir redirigeant le faisceau dans l'enceinte. Elles nous permettent de mesurer les puissances dans les faisceaux du PMO-3D, en particulier, de contrôler le rapport de puissance entre les bras *Est-Ouest*, responsables du biais dû à l'accélération de Coriolis.

La figure 4.7 représente le temps de vie de notre PMO-3D. On coupe manuellement les faisceaux du PMO-2D arrêtant ainsi le flux d'atomes et on mesure la fluorescence dans le PMO-3D. L'ajustement de la décroissance avec une fonction exponentielle décroissante nous indique un temps de vie du PMO-3D de 60 s confirmant la qualité du vide obtenu dans l'enceinte.

4.1.6 L'axe Raman

Le biais dû aux aberrations du front d'onde du faisceau Raman était difficilement quantifiable avec le prototype. En particulier, évaluer la phase du faisceau retour utile après le double passage à travers un hublot est problématique. Pour le second dispositif, nous avons rapidement décidé de placer le miroir de rétroréflexion et la lame $\lambda/4$ dans l'enceinte à vide afin que le faisceau rétroréfléchi ne traverse pas deux fois le hublot. Nous avons conçu et réalisé une structure mécanique permettant de disposer du miroir sous vide en espérant ne pas en modifier les qualités optiques. Un collimateur a également été réalisé. Il est disposé horizontalement sur l'"étoile" comme sur la figure 4.8. Le faisceau est redirigé verticalement à l'aide d'une mon-

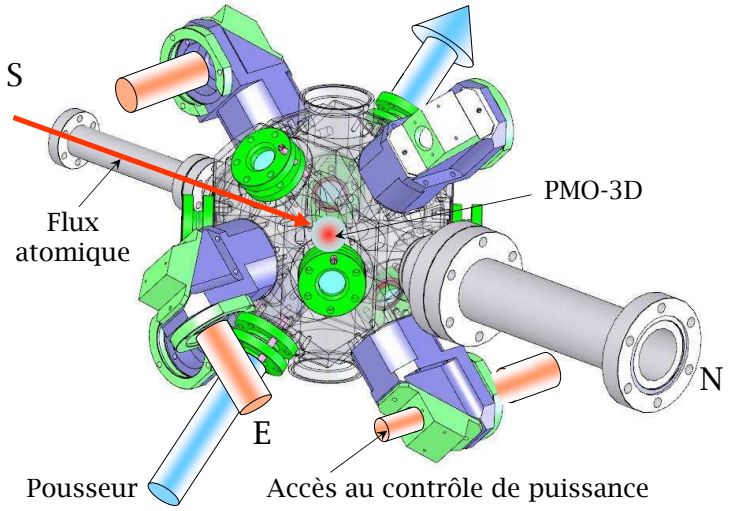

FIG. 4.6 – Quelques faisceaux de refroidissement et atomes piégés au centre de l'enceinte en transparence. Le flux atomique provient du PMO-2D au *Sud*. Quatre montures coudées sont positionnées dans le plan *Nord-Sud*, les deux autres sont positionnées perpendiculairement selon l'axe *Est-Ouest*. Les collimateurs ne sont pas représentés. La monture coudée permet d'accéder à la mesure de la puissance optique pour chacun des six faisceaux. Le faisceau pousseur est positionné sous la monture *Est* et ressort de l'enceinte au dessus de la monture *Ouest*, traversant la position du nuage d'atomes lors du refroidissement.

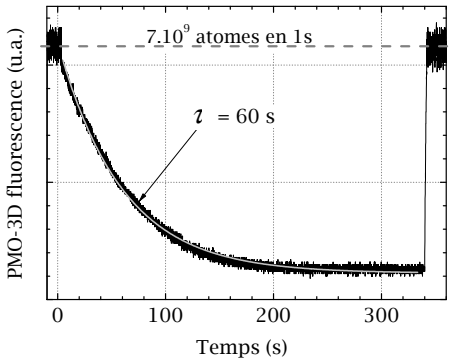

FIG. 4.7 – Décharge du PMO-3D, la constante de temps est de 60 s.

ture "trait-point-plan". Ce schéma permet d'accéder de l'extérieur des blindages au collimateur et surtout facilite l'alignement et le centrage du faisceau Raman. Ces différents éléments sont présentés dans ce paragraphe ainsi que l'alignement final.

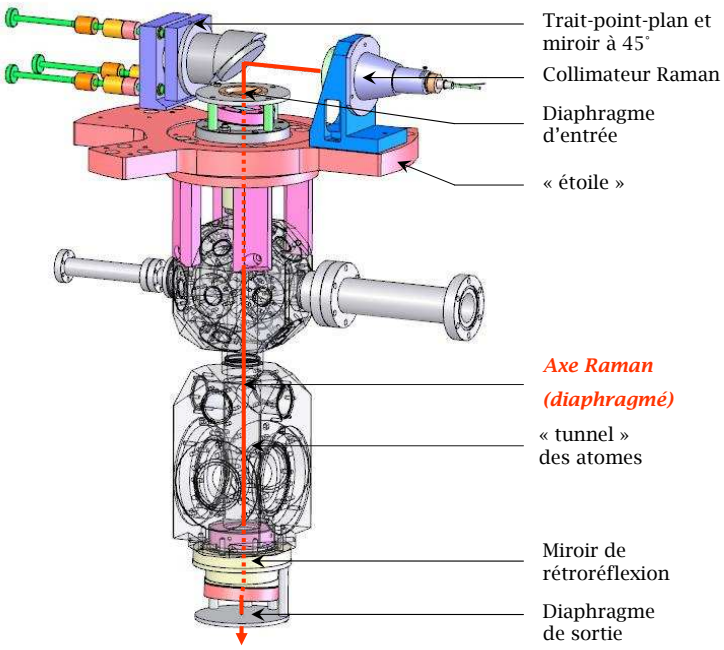

FIG. 4.8 – Axe Raman, ici diaphragmé. Le faisceau issu du collimateur Raman est réfléchi sur le miroir à 45°, ajustable par une monture "trait-point-plan", puis entre dans l'enceinte à vide par le hublot supérieur et emprunte le "tunnel" commun aux atomes et perpendiculaire au miroir de rétroréflexion. Les diaphragmes d'ajustement des alignements sont également représentés.

Le collimateur Raman

Le collimateur Raman est réalisé à l'aide d'un doublet de focale 140 mm et de diamètre 40 mm et d'une fibre à maintien de polarisation clivée (figure 4.9). Ces éléments sont reliés par un cône mécanique permettant de régler la position de la fibre pour ajuster le rayon de courbure du faisceau. Le cône comporte un diaphragme ajustable en position le long de l'axe optique du collimateur et une lame $\lambda/4$ placée immédiatement après la fibre, ajustable en rotation autour de l'axe optique. On peut effectuer ces réglages de l'extérieur des blindages. La lame $\lambda/4$ permet de circulariser la polarisation des faisceaux Raman. Il est également possible de retirer cette lame du collimateur pour utiliser des polarisations linéaires.

Comme les collimateurs du PMO-3D, le collimateur Raman est ajusté à l'analyseur de Shack Hartmann. Le diamètre du faisceau est de 28 mm et le rayon de courbure est de $6,5$ km. Pour un tel rayon, le biais sur la mesure de g généré par la courbure du faisceau est inférieur à 10^{-10} g (figure 3.11). La qualité de front d'onde

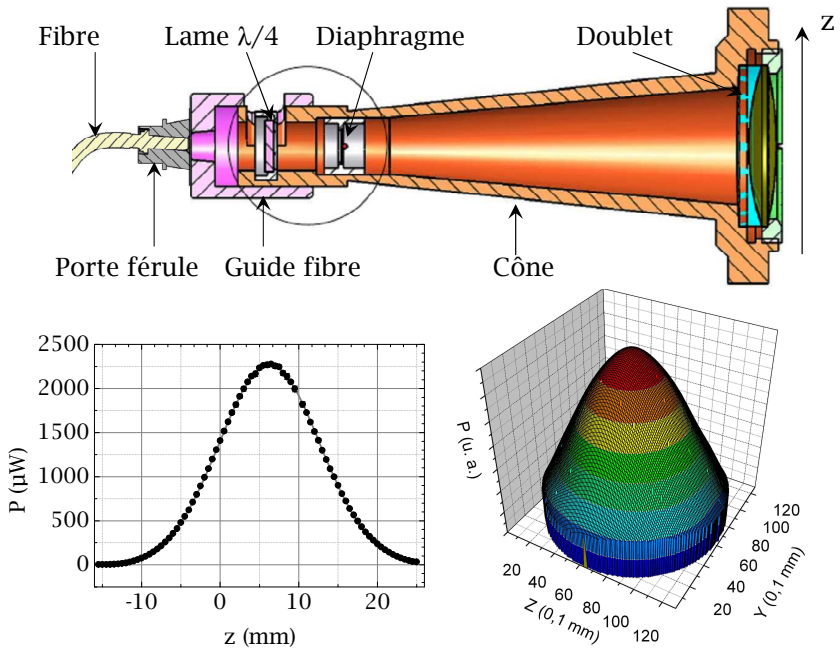

FIG. 4.9 – Collimateur Raman et son profil d'intensité lumineuse. Le profil gaussien d'intensité représenté à gauche a été obtenu à l'aide d'un puissancemètre déplacé selon l'axe z devant le collimateur, le profil de droite a été obtenu avec l'analyseur Shack Hartmann.

est de $\lambda/140$ rms et $\lambda/27$ PV. La position de la fibre a également été ajustée par autocollimation.

Le miroir à 45°

La monture "trait-point-plan" est une monture commerciale dont on a remplacé les élément magnétiques comme les vis de pas $0,30$ mm, les ressorts et les billes. Les vis ont été allongées afin de régler l'angle d'incidence du faisceau de l'extérieur des blindages. Le miroir de diamètre de 60 mm et de qualité $\lambda/20$, est collé sur un support vissé à la monture. Ce support est creux afin de mesurer avec une photodiode, les 1/1000 de la puissance transmise par le miroir. Nous avons testé la stabilité de cette monture à l'analyseur de Shack Hartmann en enregistrant les variations d'inclinaison d'un faisceau réfléchi par le miroir sur la monture. Les variations de 5 μrad enregistrées sur plusieurs jours, correspondant à un biais de $10^{-11}g$, étaient essentiellement dues à des variations de température dans le laboratoire.

La rétroréflexion

Le miroir de rétroréflexion et la lame $\lambda/4$ sont des éléments clef du nouveau gravimètre. Ils ne doivent pas modifier la phase du front d'onde du faisceau Raman. Nous avons caractérisé les propriétés de ces deux éléments, conçu une structure permettant de les placer sous vide, assemblé et testé l'effet de cette structure sur les optiques et enfin monté l'ensemble dans l'enceinte à vide.

Le miroir et la lame $\lambda/4$ Le diamètre du miroir est de 40 mm pour 10 mm d'épaisseur, d'après le fabriquant, sa qualité optique est de $\lambda/20$. Il transmet 1/1000 de la puissance incidente. La lame $\lambda/4$ a un diamètre de 50 mm pour une épaisseur de 2 mm et une qualité optique annoncée de $\lambda/20$. L'épaisseur de cette lame multi-ordre est ajustée pour être $\lambda/4$ sous un angle d'incidence de 6° ce qui nous permet de l'incliner afin d'éviter des réflexions parasites. Nous avons caractérisé ces optiques à l'Institut d'Optique Graduate School à l'aide d'un analyseur *Zygo* de résolution $\lambda/300$. Le miroir étant placé horizontalement, sur la zone d'analyse réduite à la taille du miroir ($\leq$ 40 mm), la qualité du miroir est de $\lambda/15$ PV et $\lambda/100$ rms (figure 4.10). En utilisant les coefficients des polynômes de Zernike obtenus, on calcule que l'effet d'un tel miroir sur un interféromètre atomique avec un nuage de température atomique $T_{\text{at}} = 2,5\,\mu K$ ($\sigma_v = 1,55\,mm.s^{-1}$) est de $\delta g/g = 1,4\times10^{-9}$. Concernant la lame, on obtient $\delta g/g = 8\times10^{-9}$ à partir de l'analyse obtenue avec la lame disposée verticalement. Lorsque cette dernière était disposée horizontalement, le biais obtenu était plus important à cause des contraintes mécaniques liées à la monture utilisée pour effectuer la mesure. Il est difficile d'interpréter ces biais, la zone d'analyse est plus grande que la zone utile représentée par la taille du nuage. Il est nécessaire de contrôler la position du nuage pour savoir quelle zone d'analyse utiliser pour quantifier le biais. Néanmoins, les optiques utilisées sont de qualité satisfaisantes, une qualité de $\lambda/15$ PV sur presque 40 mm de diamètre du miroir correspond certainement à une meilleure qualité optique au centre du miroir. On peut remarquer sur l'image de droite de la figure 4.10 correspondant à la l'analyse de la lame $\lambda/4$, que la manière de maintenir cette lame d'épaisseur 2 mm influe sur la mesure. Ici elle était maintenue dans une monture différente du système de positionnement utilisé dans le gravimètre.

La structure mécanique Le miroir de rétroréflexion et la lame $\lambda/4$ sont montés dans une structure mécanique totalement amagnétique, maintenant leur position

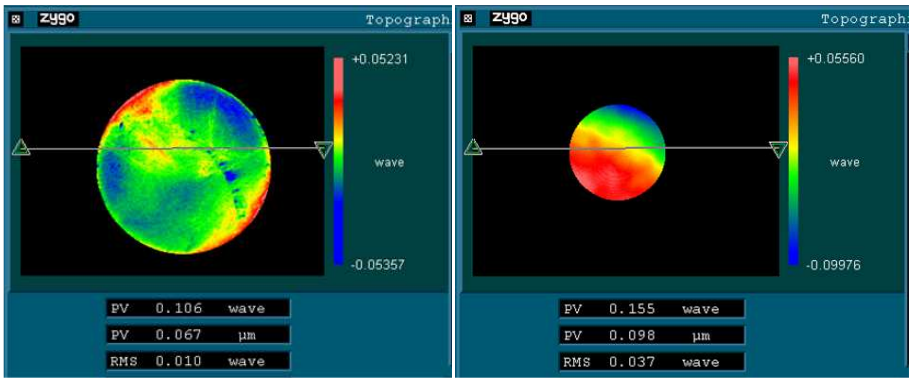

FIG. 4.10 – Analyse du front d'onde du miroir de rétroréflexion sur 40 mm (à gauche) et de la lame $\lambda/4$ sur 30 mm (à droite). L'agrandissement est différent pour les deux mesures.

fixe et exerçant sur eux le minimum de contrainte mécanique qui dégraderait leurs qualités optiques (figure 4.11). Dans une monture en titane, le miroir repose sur trois billes positionnées dans des "V". Trois autres billes sont placées sur le miroir à la verticale des premières grâce à un anneau de positionnement et une bague avec des "V". Cette bague est maintenue en place à l'aide d'un joint torique en *Kalrez* supportant l'ultravide et des température de $300^{\circ}C$. Le joint sert de ressort car il est comprimé entre la bague de positionnement des billes et un "chapeau" indirectement relié à une "bague de fermeture" en laiton. La lame $\lambda/4$ repose sur le "chapeau" avec un angle de 6° et est également maintenue par un joint torique en *Kalrez* et une bague d'appui centrant le joint sur les points plats de contact de la lame sur le "chapeau". Cette dernière bague repose sur le "chapeau" et est directement liée à la "bague de fermeture" de la structure, ses dimensions sont ajustées pour que la lame puisse ne pas être comprimée tout en étant maintenue en position. Lorsqu'on visse la "bague de fermeture", on peut comprimer le joint torique dédié au miroir et on appuie sur les billes. La conception des pièces mécaniques prend en compte l'évacuation des gaz lors du pompage et de l'étuvage. Des ouvertures ont été réalisées dans le prolongement des "V" pour de ne rien piéger dans la structure afin qu'elle ne soit pas un obstacle à l'obtention d'un vide satisfaisant pour l'expérience. Le diamètre utile du miroir est de 30 mm, légèrement inférieur au diamètre minimum de l'enceinte à vide sur le trajet du faisceau Raman (32 mm).

Assemblage sans contrainte La structure avec son miroir et sa lame $\lambda/4$ a été assemblée en contrôlant l'effet du serrage de la "bague de fermeture". Pour cela nous avons encore utilisé l'analyseur de Shack Hartmann. La structure est suspendue à

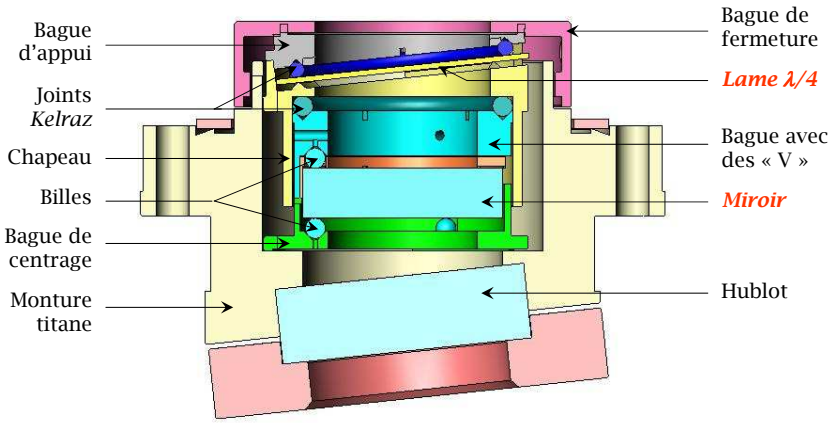

FIG. 4.11 – Structure mécanique realisée pour disposer du miroir de rétroréflexion accompagné de la lame $\lambda/4$ dans l'enceinte à vide. Le miroir et la lame, également représentés, ne doivent pas modifier les propriétés du front d'onde du faisceau Raman.

un rail de sorte que le miroir et la lame soient placées dans les mêmes conditions que dans l'expérience (au vide près). Un faisceau orthogonal au miroir, de diamètre 20 mm est centré sur le miroir. Un cube séparateur et une lame $\lambda/4$ sont placés sur le chemin optique, le faisceau retour, rétroréfléchi par le cube est observé à l'analyseur de front d'onde. L'ajustement consiste à effectuer des mesures différentielles entre le retour issu du miroir, sans et avec l'ensemble des pièces mécaniques situées au dessus du miroir dans un premier temps pour tester l'effet du poids des éléments. Nous n'avons pas constaté d'effet supérieur au bruit de mesure, différence de deux mesures successives identiques : PV(λ)=0,0040 et rms(λ)=0,008. La "bague de fermeture" est ensuite vissée jusqu'à obtenir une mesure différente du bruit de mesure : 0,060 $<$ PV(λ) $<$ 0,105 et 0,008 $<$ rms(λ) $<$ 0,014. La "bague de fermeture" est alors légèrement dévissée. Les filets impliqués dans ce serrage étant bien ajustés, les différents éléments de l'ensemble sont fixes les uns par rapport aux autres dans un même bloc.

Ces mesures ne sont pas effectuées dans un environnement identique à l'intérieur du gravimètre. Le serrage des vis pour assurer les étanchéités au niveau du joint en cuivre et au niveau du joint en indium peuvent avoir contraint la structure avec le miroir. Pour éviter cela nous avons surdimensionné les cotes de la structure extérieure en titane : 18 mm d'épaisseur au niveau du couteau assurant l'étanchéité avec la zone de détection et un minimum de 17 mm au niveau de la contre bride et du hublot. Il est également possible que lors de l'étuvage, nous ayons dégradé les propriétés des optiques. Bien que nous ayions pris beaucoup de précautions nécessaires afin de

minimiser une éventuelle distortion du faisceau retour, une étude spécifique doit être menée afin d'évaluer l'effet des aberrations du front d'onde.

L'alignement

Dès lors que le miroir est placé dans l'enceinte à vide, nous ne pouvons plus modifier son inclinaison par rapport au "tunnel" emprunté par les atomes et le faisceau Raman. Nous faisons confiance aux ajustements mécaniques pour que le "tunnel" et le miroir soient orthogonaux ou au moins proches de l'être. Nous utilisons des diaphragmes spécialement ajustés à notre mécanique pour centrer le faisceau incident sur le centre du "tunnel" en tenant compte de l'inclinaison et de l'indice du hublot (figure 4.8). Un autre diaphragme pareillement conçu permet de vérifier qu'à travers le hublot inférieur, sous le miroir de rétroréflexion, le faisceau est toujours centré. Le faisceau de diamètre 28 mm se propage donc suivant l'axe de révolution du "tunnel" et est centré sur ce dernier. En ne gardant que le diaphragme au niveau du collimateur Raman, on vérifie que le faisceau réfléchi emprunte le même chemin que le faisceau incident et l'alignement se termine par l'optimisation de la rétro-injection dans la fibre du collimateur Raman. Elle est observable sur le banc optique à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. On considère que le faisceau retour ne peut être couplé dans la fibre Raman si sa position dans le plan de la sortie de la fibre s'éloigne de deux fois le rayon du coeur de la fibre. La rétro-injection est alors perdue si l'inclinaison du miroir à 45° varie de $8,9\ \mu rad$, ce qui correspond à 0,0018 tour de vis du "trait-point-plan" et une erreur d'alignement de $\mathbf{k_2}$ sur $\mathbf{k_1}$ conduisant à un biais de $1,6 \times 10^{-10}\ g$ sur la mesure (α=2θ sur la figure 3.7). La rétro-injection est régulièrement vérifiée optiquement garantissant une superposition suffisante des faisceaux.

Contrôle des puissances des faisceaux Raman

En plus de la photodiode disposée derrière le miroir à 45° mesurant la puissance totale du faisceau Raman, un système de mesure des puissances optiques individuelles des deux faisceaux est placée en dehors des blindages, sous le plateau inférieur de la structure. Elle donne l'accès aux puissances traversant le miroir de rétroréflexion et le hublot assurant le vide dans l'enceinte. Il s'agit, successivement dans le sens du faisceau descendant, d'un diaphragme, d'un cube séparateur de polarisation et de deux photodiodes, l'une mesurant le faisceau Raman transmis par le cube et l'autre le faisceau réfléchi. Les deux composantes du faisceau Raman obtenues avec le laser

repompeur R_1 et le laser de refroidissement R_2 peuvent ainsi être mesurées à travers le miroir de rétroréflexion.

4.1.7 Détection

Comme dans le prototype, le principe de mesure du déphasage de l'interféromètre est réalisée en normalisant la mesure de la probabilité de transition de l'état d'impulsion $|\mathbf{p}\rangle$ vers l'état d'impulsion $|\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, identifiables par leur niveau d'énergie électronique (paragraphe 3.2.4). Les deux parties composant la détection : la sonde et le collecteur de photons, ont été réalisées spécialement pour cette nouvelle enceinte. Après une présentation des sondes, je détaille dans ce paragraphe la véritable évolution de notre système de collection des photons : la double détection symétrique.

Sondes

Nous avons déjà utilisé deux sondes différentes par le passé comme mentionné dans la thèse [35], une que l'on appelle "détection horizontale" et l'autre nommée "détection verticale". Bien que la seconde soit plus efficace, la première permet de caractériser plus simplement le bon fonctionnement de l'interféromètre. Dans le cadre de ma thèse, je n'ai pas eu le temps d'utiliser la "détection verticale" qui utilise le faisceau Raman, elle sera détaillée dans la thèse de Quentin Bodart. Je me suis contenté de mettre en place la "détection horizontale" qui a été utilisée lors des comparaisons de gravimètres absolus. Il s'agit d'une détection par "temps de vol", très répandue dans les fontaines atomiques. Les atomes en chute libre traversent successivement trois nappes de lumière rétroréfléchis par un miroir créant des ondes stationnaires (figure 4.12). La première nappe est un faisceau de polarisation circulaire issu du laser de détection. Les atomes situés dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ sont excités sur l'état $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et émettent des photons en se désexcitant. Dans notre nouveau dispositif, la nappe a une largeur de 15 mm et une épaisseur de 5 mm. Un cache sur le miroir empêche la rétroréflexion sur le dernier millimètre de la nappe, l'onde est alors progressive et les atomes initialement en $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ sont poussés. La nappe est traversée par les atomes situés dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Ils sont pompés optiquement dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ à la traversée $6,5$ mm plus bas d'une seconde nappe de 2 mm d'épaisseur, issu du laser repompeur et traversent ensuite la dernière nappe identique à la première permettant de détecter les atomes initialement en $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Un nouveau dispositif a été réalisé, avec de nouveaux collimateurs. Ces derniers ont été réalisés en centrant l'intensité sur l'axe optique pour ne pas être

sujet à des problèmes d'inhomogénéité d'intensité dans les nappes. Une inhomogénéité affecte la symétrie de l'éclairement et introduit un biais correspondant à un biais de Coriolis. Une partie de la lumière issue des 15 mm de diamètre des faisceaux étant obstruée par les diaphragmes, une photodiode est placée sur chaque partie non utilisée pour contrôler les puissances des faisceaux de détection. Le positionnement du miroir de rétroréflexion est ajusté directement en optimisant le nombre d'atomes détectés. Les nappes sont orientées parallèlement aux collimateurs de PMO-3D *Est-Ouest*.

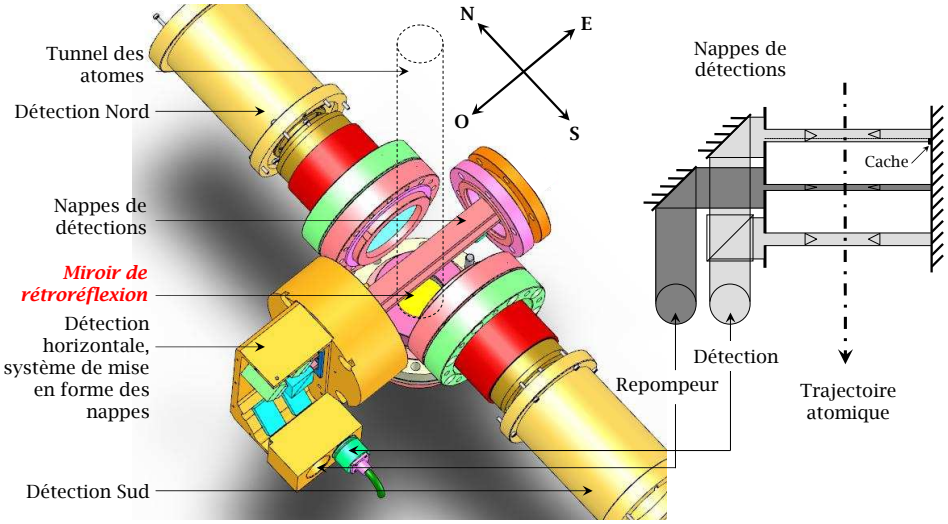

FIG. 4.12 – Ensemble de détection. L'enceinte à vide a été supprimée pour clarifier le schéma. Le "tunnel" par lequel tombent les atomes est représenté en pointillé, il correspond à 2 mm de diamètre près au faisceau Raman qui peut servir de sonde verticale pour détecter les atomes devant les deux "collecteurs" de photons appelés détections *Nord* et *Sud*. La sonde horizontale met en forme deux nappes horizontales rétroréfléchis par un miroir. Le schéma en coupe dans le plan *Est-Ouest* de cette sonde est représenté à droite.

Collection : la double détection symétrique

La partie collection de photons consiste à imager la fluorescence sur des photodiodes. Nous utilisions auparavant une photodiode par nappe de faisceau détecteur. Nous avons vu au paragraphe 3.3.1 qu'il était nécessaire de disposer d'une double détection symétrique pour qu'au premier ordre, les atomes de vitesse initiale transverse $v_\perp \neq 0$ aient le même poids dans la mesure que les atomes de vitesse initiale transverse $-v_\perp$. Le biais moyen s'annule si la distribution est parfaitement symétrique autour des atomes tombant parfaitement verticalement. Nous avons donc conçu deux

détections identiques, une se situe en direction du *Nord* et l'autre en direction du *Sud* (figure 4.12).

Conception sur le principe du double Gauss Nous avons réalisé deux systèmes identiques en cherchant à homogénéiser la collecte individuelle des photodiodes en imageant le nuage. L'émission lumineuse se fait dans un angle solide de 4π et on souhaite capter $0,015 \times 4\pi$ ce qui ramené dans un plan, équivaut à une ouverture de $F/2$. Le système optique choisi a été conçu par David Horville du GEPI à l'Observatoire de Paris. Il est basé sur le principe du double Gauss (figure 4.13) : un premier groupe optique *L1* collimate le faisceau et un deuxième *L2* forme l'image de la source. Le système est symétrique. Le diaphragme d'ouverture est placé dans le plan focal du premier groupe qui projette l'image de la pupille d'entrée à l'infini. L'intérêt de ce genre de dispositif est qu'il permet de toujours observer la boule d'atomes dans la même direction quelque soit sa position au cours de son déplacement. Un troisième groupe *L3* forme l'image du diaphragme d'ouverture sur le détecteur ainsi, le faisceau éclaire toujours la même zone du détecteur rendant la mesure insensible à l'homogénéité de la photodiode.

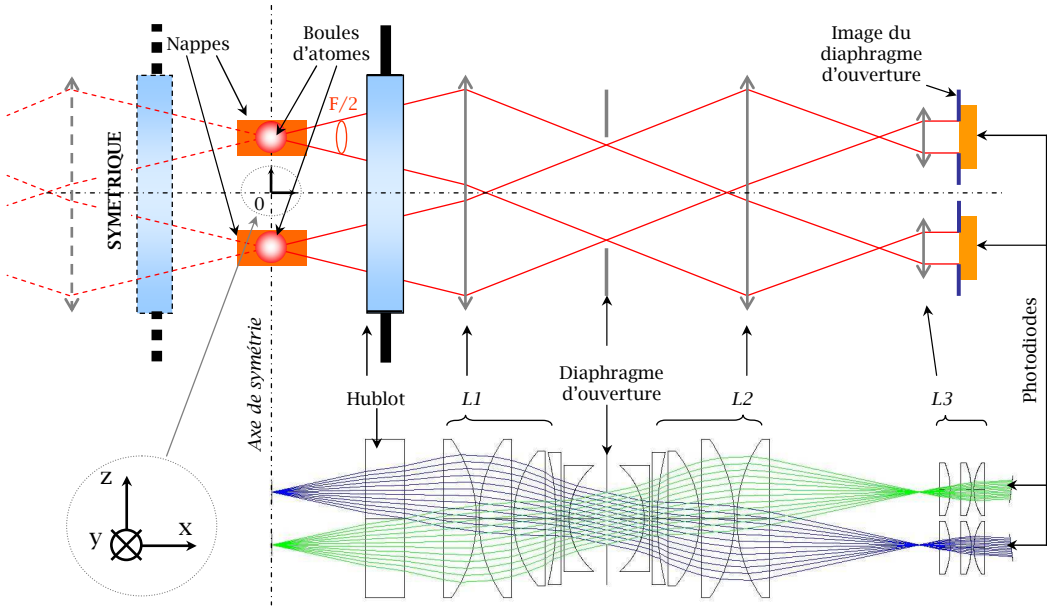

FIG. 4.13 – Schéma optique de la collection de la fluorescence simplifié (en haut) et complet (en bas). Les boules d'atomes sont représentées dans les nappes de lumière. En haut à gauche est représenté le début de la détection, symétrique de celle de droite par rapport à l'axe de symétrie de l'enceinte à vide (axe z). Le repère (0, x, y, z) représenté est utilisé pour la caractérisation. L'axe *Nord-Sud* correspond à l'axe x et l'axe *Est-Ouest* à l'axe y.

Caractérisation de la collecte de la fluorescence Pour caractériser les deux détections, nous les avons placé successivement sur une équerre fixe positionnée devant une source sur une platine de translation 3 axes. La source est constituée d'une fibre et d'un diffuseur pour simuler une source Lambertienne. Nous avons ensuite déplacé la source parallèlement aux plans des lentilles des détections selon les axes z, y puis perpendiculairement selon x définis sur la figure 4.13. Nous avons tout d'abord cherché à vérifier que les deux zones de collection étaient bien séparées en se déplaçant selon l'axe z tout en restant centré sur les autres axes. Le résultat représenté à gauche de la figure 4.14 est explicite, les deux zones de détections sont clairement distantes de la différence de hauteur des deux nappes (20 mm entre les centres des nappes). Après avoir localisé les centres des zones de détection pour chaque photodiode selon l'axe z, nous y avons placé notre source tout en restant à $x = 0$, position de chute des atomes. Le résultat pour une photodiode est représenté à droite sur la figure 4.14. Les simulations effectuées avec *Zemax* lors de la conception montrent un excellent accord avec les mesures. Les variations des réponses lorsqu'on se trouve devant la zone visible par la photodiode sont également en accord, les simulations, selon z, révélaient des pans inclinés, à priori surprenant mais obtenus également avec les mesures.

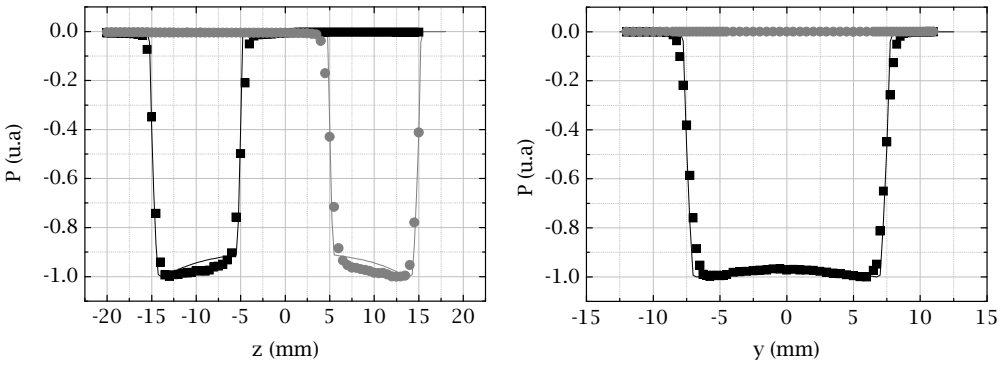

Fig. 4.14 – Caractérisation d'une détection; puissance optique normalisée mesurée sur les photodiodes selon l'axe z à gauche pour $x = y = 0$, puis selon l'axe y pour $x = 0$ et $z = -10$. Les ronds gris représentent une photodiode et les carrés noirs, l'autre photodiode. Les simulations sont représentées en lignes pleines.

Ces caractérisations sont identiques pour les deux détections *Nord* et *Sud*. Aux centres des quatres zones correspondant aux quatres photodiodes, on a ensuite déplacé la source vers la détection *Nord* par exemple, ce qui revient à s'éloigner de la détection *Sud* et inversement. Les résulats sont présentés sur la figure 4.15. Les

mesures sont moins en accord avec les simulations. Cet écart, comme ceux observés sur la figure 4.14, peuvent s'expliquer par la forme plus Lorentzienne que Lambertienne du faisceau sonde. Une photodiode mesurera la même puissance si un faisceau collimaté s'approche ou s'éloigne de la détection (selon x pour y et z centrés sur la photodiode). Par contre pour un faisceau Lambertien, la position en x a de l'importance car l'angle solide de capture de la lumière est modifié.

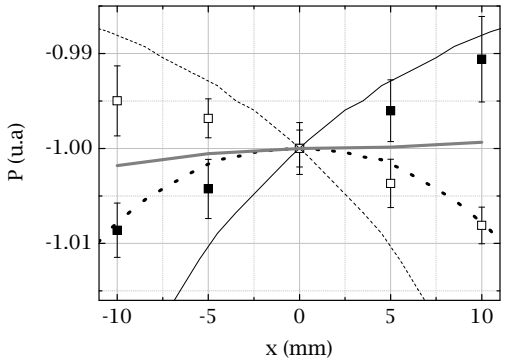

FIG. 4.15 – Caractérisation des deux détections Nord et Sud selon l'axe x pour les photodiodes supérieures (z = *-10* et y = *0*). Les carrés pleins correspondent aux mesures pour une détection et les carrés vides correspondent aux mesures pour la détection symétrique. Les mesures ne suivent pas parfaitement les simulations (traits fins). Les courbes épaisses représentent les demi-sommes des simulations (en pointillé noir) et des mesures (en plein grisé).

Les caractérisations des deux détections sont identiques et permettent d'établir que l'homogénéité de détection est très bonne et conforme aux spécificités souhaitées. Pour un nuage ponctuel de température atomique de $T_{\text{at}} = 2,5\ \mu K$, l'expansion balistique au niveau de la détection est de presque 5 mm. Selon l'axe x, la variation du flux est inférieure à $0,2$ %, sur 10 mm et selon l'axe y elle est inférieure à $0,5$ % sur 5 mm et de $2,7$ % sur 10 mm. L'homogénéité de la détection pour l'axe vertical (z) n'est pas nécessaire pour l'évaluation des biais liés aux effets transverses, elle est cependant de 6 % sur 5 mm.

Suite à une erreur lors de l'assemblage par soudure au laser de la zone de détection de l'enceinte à vide avec la zone de piège (figure 4.2), la détection symétrique est disposée selon l'axe $Nord - Sud$ au lieu de $Est - Ouest$ comme précisé au paragraphe 3.3.1. Ainsi disposée, le moyennage de l'effet Coriolis est finalement garanti par l'homogénéité "*droite gauche*" selon l'axe y de la détection de la fluorescence. Cependant, si on tourne l'enceinte, on aura besoin de la symétrie "*avant arrière*" selon l'axe x de l'ensemble de la détection.

4.1.8 Dispositif final et mobilité du gravimètre

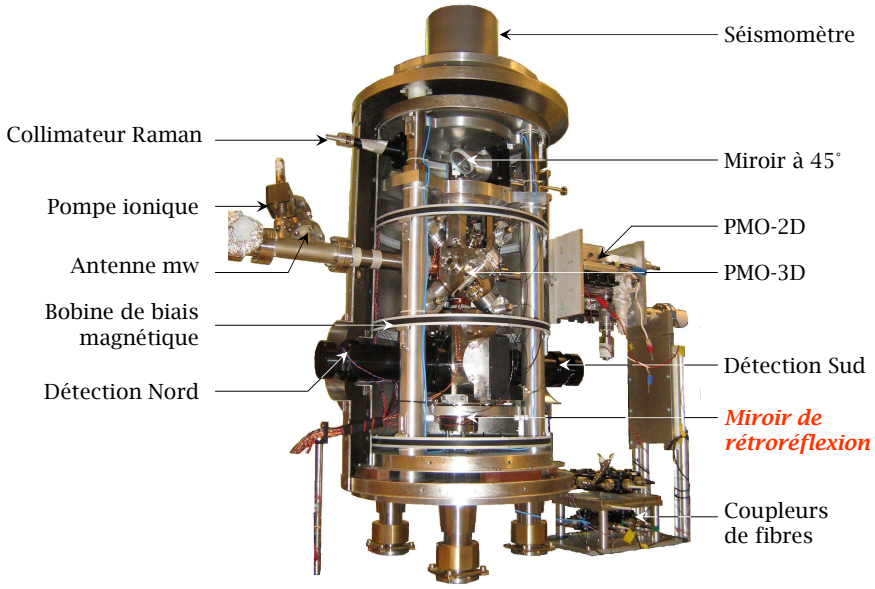

FIG. 4.16 – Photo du dispositif final assemblé, ouvert d'un côté de ses deux demi-blindages cylindriques.

La partie physique du gravimètre, composée de l'enceinte à vide dans ses blindages, est fixée sur une plaque en aluminium de 1 370 mm × 720 mm × 10 mm, elle-même fixée sur la plateforme d'isolation passive *Minus-K*. Un maillage de trous filtés espacés de 5 cm a été réalisé sur la plaque en aluminium pour fixer les coupleurs de fibres *1 vers 3* du PMO-2D et *1 vers 6* du PMO-3D, le pied de l'enceinte à vide du PMO-2D, le système de mesure des puissances Raman et l'inclinomètre dans un premier temps. Le maillage permettra par la suite de fixer tout autre dispositif utile à l'étude du gravimètre tel qu'une structure pour supporter des collimateurs et des miroirs pour effectuer une sélection Raman en vitesse horizontale ou les optiques pour réaliser un piège dipolaire. Deux rails *Elcom* de section 3 cm × 3 cm sont fixés sous la plaque, en bordure dans le sens de la longueur afin de rigidifier l'ensemble. Ils permettent en outre de fixer deux "U" pour déplacer confortablement l'ensemble après avoir installé les roues sous la plaque (figure 4.17). La hauteur de ces roues est supérieure à la hauteur de la plateforme d'isolation ce qui permet de l'inclure à l'ensemble de la partie physique, déplaçable en un seul bloc.

Le banc optique a subi quelques modifications depuis sa réalisation par Patrick Cheinet [34]. Outre le remplacement des deux amplificateurs optiques en fin de vie, la différence de géométrie de refroidissement entre le prototype et le nouveau gravi-

mètre nous a permis de supprimer le deuxième modulateur acousto-optique (MAO) utilisé en déflexion sur le trajet des faisceaux Raman (figure 3.13). En effet, dans l'ancienne configuration de piégeage, le faisceau Raman était également utilisé comme faisceau vertical du PMO-3D. Il était donc nécessaire de recentrer sa fréquence décalée dans le rouge de 80 MHz par le premier MAO pour réaliser le piège (paragraphe 3.4.1). La succession des deux MAO permettait d'obtenir une très bonne extinction du faisceau Raman entre les trois impulsions ($> 60\ dB$). Nous avons donc ajouté un obturateur (scanner optique) avant l'injection de la fibre Raman pour couper rapidement le faisceau. Ces modifications nous ont permis de libérer une partie de l'espace du banc optique qui sera utilisé pour les faisceaux destinés à effectuer une sélection Raman en vitesse horizontale. Le banc optique a été placé dans une boîte fermée afin de le transporter facilement. Toutes les connexions électriques des éléments du banc optique s'effectuent désormais sur une face de la boîte et les connexions optiques à travers la face opposée. Lors du transport, les fibres voyagent directement sur la plaque de l'ensemble physique, les cables des connexions électriques voyagent avec les armoires d'équipements de contrôle. Un effort de rationalisation des boîtiers électronique nous a permis de passer de trois à deux armoires. Les parties physiques, optiques et électroniques sont donc transportables indépendamment. A l'avenir, une table optique sera réalisée avec sur le plateau, le banc optique et sous le plateau la partie électronique, ce qui rendra plus commode le transport et les déplacements lors des comparaisons. La figure 4.17 montre les trois ensembles au point *B1* sur le site *B* au BIPM lors de l'ICAG'09. La mobilité de notre dispositif nous a permis de participer entièrement à la comparaison, c'est à dire de mesurer l'accélération de la pesanteur en trois points, trois jours de suite, ce qui impose de se déplacer tous les jours.

Les dimensions du nouveau dispositif nous ont forcé à construire une nouvelle boîte d'isolation acoustique de section au sol $1,66\ m \times 1,12\ m$ et de hauteur $1,70\ m$ car l'ancienne [35] était trop petite. Elle est constituée de cinq panneaux pour faciliter les déplacements.

4.2 Mesures

Nos premières mesures ont été réalisées durant l'été 2009, ce qui nous a laissé peu de temps pour éprouver les performances du gravimètre et affiner les réglages. Nous sommes néanmoins partis au BIPM quelques jours avant le début d'ICAG'09,

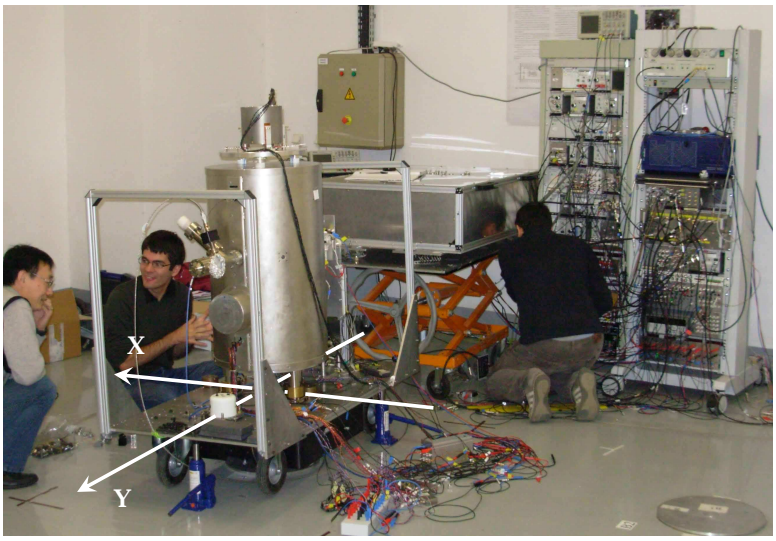

FIG. 4.17 – Gravimètre atomique mobile avant un déplacement lors d'ICAG'09 au BIPM. A gauche, l'ensemble physique repose sur ses roues, au centre, la boîte du banc optique et à droite, les deux armoires contenant l'électronique de contrôle. On aperçoit au sol les repères de la boîte d'isolation acoustique. L'inclinomètre (en blanc sur l'axe Y) n'est pas centré sur la plaque en aluminium. L'alignement vertical de l'enceinte se fait autour des axes X et Y représentés en blanc.

pour être sûr d'être prêt à temps. Nous avions pensé mettre à profit ce temps supplémentaire pour poursuivre la caractérisation métrologique de l'instrument ce qui s'est révélé difficile en raison du système de climatisation défaillant. Nous avons donc attendu de nous rendre au laboratoire de gravimétrie à Trappes en salle GR pour poursuivre la caractérisation et finaliser notre budget d'incertitude. Ce paragraphe présente les mesures réalisées jusqu'en octobre 2009 et notre comparaison avec le FG5#220 du LUH [1]. Elles incluent les caractérisations effectuées afin de déterminer le bilan d'incertitude pour l'ICAG'09 et pour les mesures communes avec le FG5.

4.2.1 Configuration de mesure

La chambre de chute du gravimètre étant plus grande que celle du prototype, nous avons augmenté de délai entre les impulsions Raman à $T = 70\ ms$. Le gradient de champ magnétique sur le trajet emprunté par les atomes durant leur chute étant faible, la superposition des trajectoires pour des interféromètres "↑" et "↓" n'est plus nécessaire. Nous n'effectuons donc plus la troisième impulsion micro-onde π supplémentaire durant la séquence de préparation des atomes (paragraphe 3.2.6). Les

1. *Leibniz Universität of Hannover*

quatres impulsions Raman, celle de sélection et les trois réalisant l'interféromètre, sont désormais effectuées avec un vecteur d'onde $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ de même sens afin d'opérer un interféromètre résonant avec la classe de vitesse sélectionnée. La puissance du faisceau Raman a été réduite pour limiter les biais lumineux et ainsi les rejeter plus efficacement. Comme mentionné au paragraphe 4.1.7, nous avons utilisé la "détection horizontale" qui permet de déterminer les populations dans les deux niveaux $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ par temps de vol. J'ai déjà précisé alors que cette détection est moins efficace que la "détection verticale", réalisée avec le faisceau Raman (paragraphe 3.4.4) mais présente l'avantage d'être plus simple à mettre en place et de pouvoir régler plus commodément les paramètres de l'expérience. De plus, lors de la phase de détection, elle permet de commencer à charger le PMO-2D pour le cycle de mesure suivant alors que le cycle en cours n'est pas achevé. Le cycle de mesure est alors de $T_{\text{c}} = 340\ ms$ pour un temps d'interféromètre de $2T = 140\ ms$.

4.2.2 Stabilité

Le prototype ne permettait pas d'obtenir des stabilités long terme inférieures au μGal à cause des fluctuations des effets systématiques (paragraphe 3.5.2). Le nouveau dispositif a été conçu pour être moins sensible à ces fluctuations mais pour éprouver cette capacité, il est nécessaire d'effectuer des enregistrements continus du signal de gravité. Ces acquisitions sont rarement réalisées lors du développement d'un dispositif comme notre gravimètre car elles interdisent toute manipulation ou test sur l'instrument, nous privant d'évaluer les effets systématiques. Les périodes d'absences du laboratoire telles qu'à l'occasion de conférences, sont alors mises à profit pour réaliser ces acquisitions nécessaires. Nous avons enregistré la variation de la gravité au point GR_{40} du 5 au 9 octobre 2009 (figure 4.18).

Les mesures effectuées avec le gravimètre absolu suivent le modèle de marée obtenu sur le site GR (paragraphe 2.4.1). Peu avant le 8 octobre (MJD=55112), l'instrument a ressenti les effets du séisme d'amplitude 7,8 sur l'échelle de Richter, localisé au *Nord-Est* de l'Autralie aux îles Santa Cruz $(12,57S - 166,35E)$ (figure 4.19). Lors d'un tel évènement, la sensibilité du gravimètre est perturbée par les ondes de surfaces arrivant de l'hypocentre. Sur une seule configuration de mesure, le signal varie de 1 730 μGal et la période d'oscillation est de 17 s, correspondant aux ondes de surface. Le séismomètre ne permet pas de post-corriger ces oscillations lentes. La succession des quatre mesures alternées (paragraphe 3.2.5) génère alors un signal total d'autant plus perturbé. Cependant, la valeur de g est toujours correcte

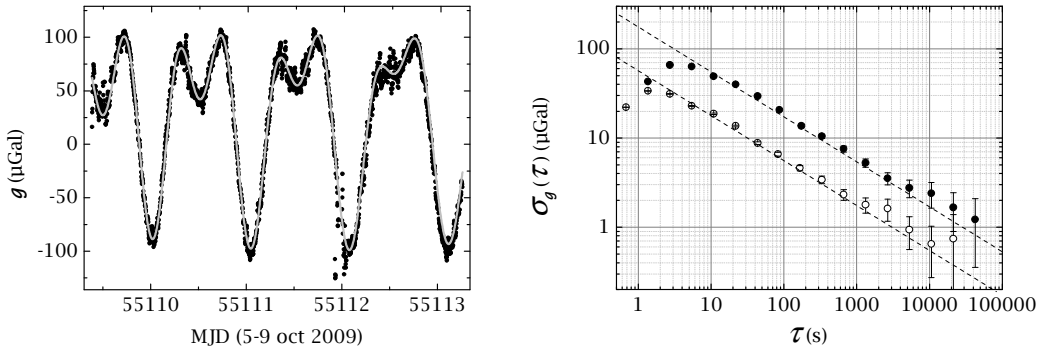

FIG. 4.18 – Enregistrement continu du signal de gravité au point GR_{40} du 5 au 9 octobre 2009. Les points de la figure de gauche représentent des mesures moyennées sur 2 min 45 s, la courbe grise superposée aux mesures représente la prévision de variation selon les paramètres du tableau 2.2. L'écart type d'Allan des données corrigées des marées et autres variations éventuelles est représentée la figure de droite. Les points blancs représentent l'écart type obtenus en alternant seulement deux mesures ↑ et ↓ et les points noirs ceux obtenus en alternant quatres mesures afin de rejeter $\Delta\Phi_{LS2}$. Les pentes en $\tau^{-1/2}$ en pointillées représentent un bruit blanc.

mais l'incertitude statistique est dégradée. Les mesures affectées par le séisme ont été retirée de l'analyse de la stabilité représenté sur la figure 4.18 de droite. Sur cette courbe est représenté l'écart type d'Allan des données corrigées de tout effet de variation de la gravité. L'algorithme à quatre mesures mis en place au paragraphe 3.2.5 permet de rejeter certains effets systématiques dont le biais lié aux déplacements lumineux à deux photons mais la succession des quatre mesures dégrade la sensibilité d'un facteur $\sqrt{10}$ par rapport à l'ancienne configuration n'incluant qu'une seule mesure. Sans rejeter le biais lié aux déplacements lumineux à deux photons, on n'effectuerait que deux mesures "↑" et "↓". La stabilité alors obtenue est également représentée sur la même figure 4.18 de droite, elle correspond bien à la stabilité obtenue avec quatre mesures amélioré de $\sqrt{10}$. Les variations de $\Delta\Phi_{LS2}$ ne sont pas suffisante pour perturber la stabilité de la mesure. Il faudrait soit mesurer plus longtemps pour éventuellement voir les deux courbes se croiser et constater la qualité de réjection de $\Delta\Phi_{LS2}$, soit mesurer dans des conditions moins perturbées en ajustant plus finement la réjection des vibrations parasites. Néanmoins, la stabilité sur la mesure de g obtenue avec l'algorithme complet est de 1 μGal après 30 000 s, soit 8 h de mesure, ce qui est amplement suffisant pour évaluer l'exactitude de l'instrument. Si on alterne deux mesures "↑" et "↓" la stabilité est inférieure au μGal dès 50 min. Par ailleurs, il est possible que ce dernier écart-type soit limité par nos paramètres

de marées. Encore une fois, il est nécessaire d'intégrer plus longtemps pour réduire les incertitudes tracées est réellement constater un palier sur l'écart-type d'Allan.

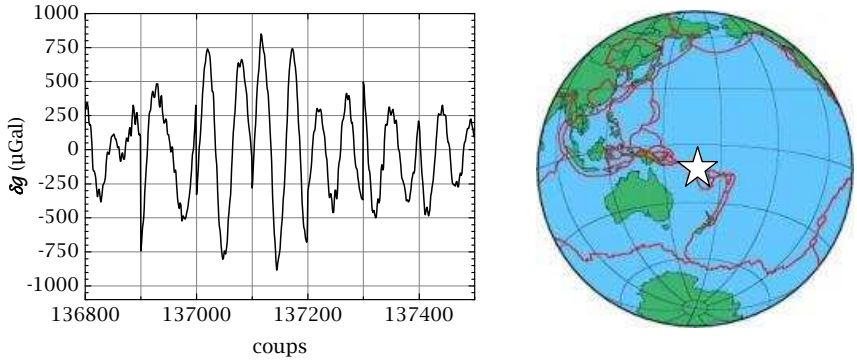

FIG. 4.19 – Enregistrement du séisme des îles Santa Cruz du 7 octobre 2009 sur une seule configuration de mesure. La position sur la faille de ces îles est localisée par une étoile sur la carte de droite. Le quadrillage temporel est représenté sur l'enregistrement afin de coïncider avec les changements de configuration. Ici, chaque configuration avait une durée de 100 coups soit $29,4\ s$, ce qui est suffisant pour mesurer la période du signal de $17\ s$.

4.2.3 Effets systématiques

La détermination de certains effets systématiques a déjà été donné au paragraphe 3.3 pour notre configuration de mesure ($T = 70\ ms$). Ce paragraphe traite plus en détail les effets dominant le budget final d'incertitude annoncé lors d'ICAG'09 et lors de la comparaison avec le FG5#220 du LUH.

Inclinaison

Entre deux déplacements, nous vérifions la superposition des faisceaux Raman en vérifiant la rétroinjection du faisceau dans la fibre Raman directement sur le banc optique. On garantie ainsi que $\alpha = 0$ (figure 3.7), concernant l'angle θ, la procédure d'alignement de l'enceinte sur la verticale est la même que celle mise en place pour le prototype. Le miroir de rétroréflexion doit cependant être orienté avec l'enceinte en ajustant la hauteur des pieds (figure 4.3) alors qu'avec le prototype il était placé sur une monture d'alignement [35]. L'ajustement mécanique est conçu pour que le miroir soit perpendiculaire à l'axe de chute des atomes. L'interféromètre est ensuite utilisé pour ajuster l'inclinaison de l'enceinte sur la plateforme d'isolation passive. L'inclinomètre est positionné afin de mesurer les rotations autour des axes X et Y représentés sur la figure 4.17. Pour quelques positions d'inclinaison selon l'un des

deux axes de mesure, X par exemple, l'autre, Y, étant maintenu fixe, on mesure g et la tension délivrée par l'inclinomètre. On détermine alors la tension correspond au maximum de g avec le meilleur ajustement de parabole tel que sur la figure 4.20, cette tension est appelée le "zéroX". On répète alors la procédure pour le second axe de mesure de rotation de l'inclinomètre. Les inclinaisons sont obtenues en modifiant la distribution des masses sur la plaque disposée entre la plate-forme et l'enceinte.

La plaque en aluminium du prototype était plus épaisse et plus petite que la nouvelle. Elle dépassait de quelques centimètres seulement la plateforme *Minus-K* et l'inclinomètre y était placé près du centre. Dans la nouvelle configuration, il était initialement placé trop à l'extérieur de la plateforme (figure 4.17) si bien que notre procédure de détermination de la normale était biaisée. Nous nous sommes aperçu d'un effet de torsion de la plaque après la comparaison au BIPM, ce qui nous a obligé à rechercher à postériori le biais sur nos mesures. Avec un deuxième inclinomètre placé sur le plateau supérieur de la structure, nous avons observé des inclinaisons nominales, différentes de celles obtenus avec le premier inclinomètre pour une procédure identique. Les deux déterminations des "zéroX" selon l'axe X sont représentées sur un même graphique, à gauche sur la figure 4.20. Les axes ont des échelles identiques, on voit clairement que les deux courbures sont différentes. La torsion de la plaque est flagrante en traçant les correspondances d'inclinaisons mesurées avec les deux inclinomètres (à droite sur la figure 4.20). Selon cet axe, la plaque dépasse de la plateforme de 8 cm alors que selon l'axe Y, elle dépasse de 39 cm. Selon l'axe Y, l'effet n'est pas observable. Lorsqu'on place ou déplace des masses sur la plaque pour incliner l'ensemble, elle se déforme et lorsqu'on enlève ou modifie la répartition des masses, la déformation est différente. L'ajustement des mesures de g pour différentes inclinaisons donne un maximum de g correspondant à un "zéro" mal déterminée.

A chaque point mesuré au BIPM, nous avions déterminé les "zéro" avant et après chaque mesure. Avec les mesures présentés ici nous avons pu établir la correspondance avec les "zéro" réels et avons corrigé nos mesures de cet écart de $(4,5 \pm 4,5)$ μGal. Nous avons conservé cette incertitude de mesure pour les déterminations effectués lors de la comparaison avec le LUH.

Depuis, en utilisant l'inclinomètre centré sur l'axe de chute des atomes, l'erreur sur la détermination des tensions de l'inclinomètre correspondant aux "inclinaisons nominales" est inférieur à 10 μrad ce qui induit un biais inférieur à 5×10^{-11} g.

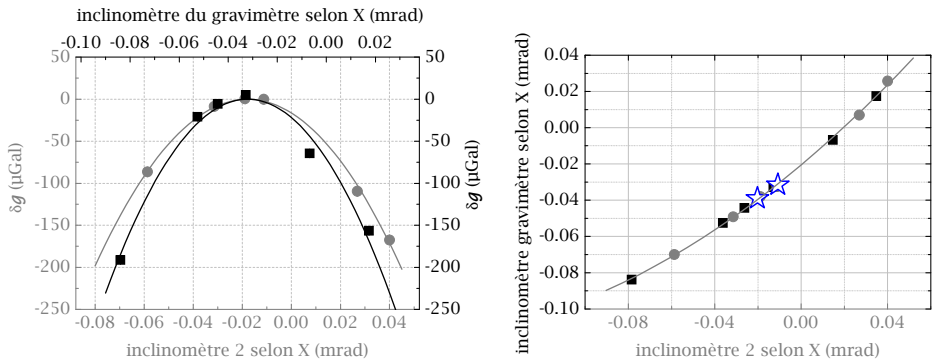

FIG. 4.20 – A gauche, recherche des "zéroX" avec deux inclinomètres selons l'axe X. Les ronds gris représentent les valeurs enregistrés lors de la recherche de l'inclinaison nominale avec l'inclinomètre 2 et les carrés noirs celles obtenues avec l'inclinomètre du gravimètre. Les courbures ne sont clairement pas les mêmes. A droite, rapports entre les inclinaisons des deux inclinomètres toujours selon le mêmes axe X. Les étoiles ouvertes représentent les "zéroX" déterminés, elles ne sont clairement pas superposées.

Effet Coriolis

La taille du massif GR permet de tourner aisément l'instrument de 180° autour de l'axe de chute des atomes. On peut ainsi directement déterminer le biais dû à l'effet Coriolis en effectuant deux mesures, en orientant une fois le gravimètre vers le *Nord* puis ensuite vers le *Sud*. Nous avons orienté le gravimètre à l'aide de l'axe représenté sur la figure 4.2, dont l'origine est le PMO-2D et la pointe est le tube de pompage de l'enceinte. Cette convention de notation est utilisée pour définir l'orientation du gravimètre, pointant vers le *Nord* ou vers le *Sud*. Sur la figure 4.17, le gravimètre pointe vers le *Nord* et cet axe imaginaire est confondu avec l'axe Y représenté. Nous avons affiné la possibilité proposée de détermination du biais dû à l'effet Coriolis en balayant la position du nuage atomique sur l'axe *Est-Ouest* en modifiant le rapport d'intensité lumineuse r entre les deux collimateurs du PMO-3D : $L5$ et $L6$, correspondant respectivement au collimateurs *Est* et *Ouest* si le gravimètre pointe vers le *Nord*. Le résultat est présenté sur la figure 4.21. L'intersection des deux droites de meilleur ajustement indique le rapport des puissances lumineuses pour lequel la mesure est insensible à l'effet Coriolis.

On détermine à partir des courbes de meilleur ajustement des deux séries, la correction à apporter à la mesure selon l'orientation de l'enceinte et le rapport de puissance $r = \frac{P_{L5}}{P_{L6}}$:

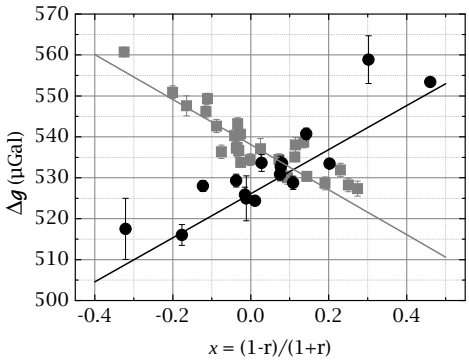

FIG. 4.21 – Influence du déséquilibre de puissance dans les faisceaux *Est* et *Ouest* selon l'orientation du gravimètre. r est le rapport des puissances $r = \frac{P_{L5}}{P_{L6}}$. Les carrés gris représentent les biais lorsque le gravimètre pointe vers le *Sud* et les ronds noirs lorsqu'il pointe vers le *Nord*.

$$\begin{array}{rrrcl} \text{Nord :} & \text{Corr}_N = & -53,8(x - x_\text{c}) & \pm & (0,4 + 1,5x) \\ \text{Sud :} & \text{Corr}_S = & 55,0(x - x_\text{c}) & \pm & (0,1 + 0,8x) \end{array} \tag{4.2}$$

avec x_c l'abscisse de croisement des deux courbes, $x_\text{c} = 0,11$ correspond à $r = 0,80$.

Aberrations du front d'onde

Les éléments optiques constituant l'axe Raman, et en particulier la lame $\lambda/4$ et le miroir de rétroréflexion, ont été caractérisés avec les meilleurs moyens dont nous disposons (paragraphe 4.1.6). Ces caractérisations ont été réalisées en dehors de l'enceinte à vide. Il est possible que la structure mécanique modifie, favorablement ou défavorablement, la qualité des éléments optiques. Nous avons donc cherché à extrapoler le biais en modifiant la température du nuage atomique T_at comme nous l'avions fait avec le prototype (paragraphe 3.3.1). Les résultats sont présentés sur la figure 4.22 avec ceux obtenus avec le prototype. La qualité des éléments optiques permet d'améliorer d'un ordre de grandeur le biais dû aux aberrations. Nous avons extrapolé linéairement le biais à $T_\text{at} = 0\ K$ avec un ajustement sur les quatre mesures effectuées avec les températures les plus basses de 5 μK à $2,5\ \mu K$. On obtient un biais $\Delta g = -3.0\ \mu Gal$. L'incertitude associée à cette erreur est surestimée à $U = 3.0\ \mu Gal$, valeur de la correction. Si on considère que l'axe de chute des atomes est confondu avec le centre du miroir, on peut rechercher un polynôme de Zernike modélisant des aberrations correspondants aux biais mesurés sur la figure. Il est alors possible de calculer l'extrapolation pour une température atomique nulle. Aucun de

ces polynômes ne donne une extrapolation différente de la correction précédemment évaluée en tenant compte de l'incertitude associée. Une détermination identique le prototype aurait conduit à des incertitudes supérieures à $0,1$ $mGal$ (paragraphe 3.5.3).

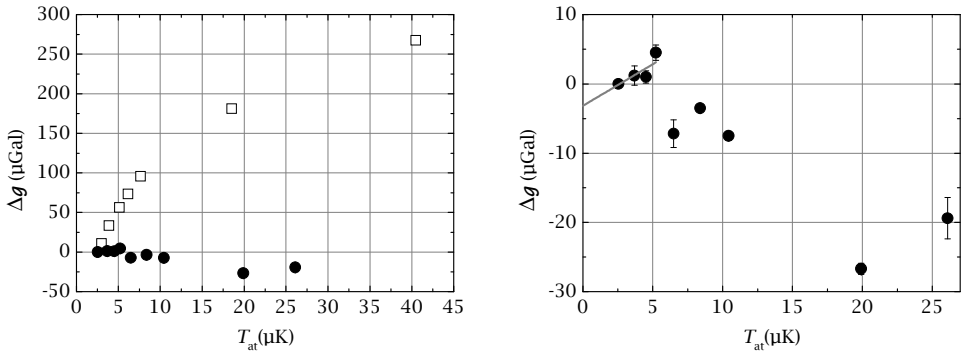

FIG. 4.22 – Influence de la température du nuage atomique T_{at} sur la mesure de g pour les deux gravimètres : le prototype (carrés blancs) et le nouveau (ronds noirs). L'évolution du biais pour le prototype semblait correspondre à une courbure. Le biais correspondant pour le nouveau gravimètre est réduit d'un ordre de grandeur. La figure de droite est un agrandissement de celle de gauche. L'extrapolation linéaire jusqu'à une température nulle est ajustée sur les quatre mesures effectuées aux plus basses températures, elle est représentée en gris.

Autres corrections

Variation de puissance Raman L'algorithme mis en place permet de s'affranchir de l'effet dû au déplacement lumineux à deux photons. Les durées d'impulsions étant contrôlées par l'ordinateur cadencé par l'oscillateur, on considère qu'elles sont constantes. Cependant la puissance optique peut varier, essentiellement à cause de fluctuations de température modifiant les injections optique dans les AOE et dans les fibres. Si Ω_{eff} diminue, $\Omega_{\text{eff}}\tau_\pi < \pi$ mais l'effet est constant car $\Omega_{\text{eff}}\tau_{\pi/2} < \pi/2$ et l'extrapolation à $\Omega_{\text{eff}}\tau = 0$ est la même (figure 4.23). Cependant, en opérant deux interféromètres avec des durée d'impulsions $\tau_{\pi/2} = 15$ μs puis 20 % supérieures avec $\tau_{\pi/2} = 18$ μs, nous avons obtenu une différence maximum de 4 μGal. Par précaution, avant d'approfondir plus en détail cet effet, nous considérons à l'inverse que si τ reste constant mais que si la puissance des faisceaux Raman varie de 20 %, alors g varie de 4 μGal. Nous utilisons le système de mesure des puissances Raman introduit au paragraphe 4.1.6 pour mesurer les variations de puissance optique dans le fais-

ceau Raman. Dans un environnement régulé en température tel le site GR au LNE, nous avons ainsi évalué cette incertitude à $0,5$ μGal lors de la comparaison avec le FG5#220 du LUH. Lors d'ICAG'09, cette incertitude pouvait s'élever à $3,2$ μGal !

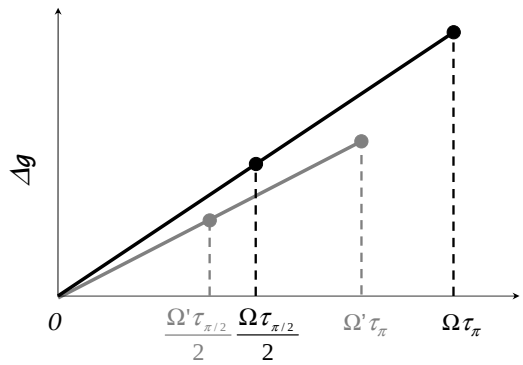

FIG. 4.23 – Réjection du biais $\triangle\Phi_{LS2}$ pour deux intensités Raman différentes. $\Omega\tau_\pi = \pi \neq \Omega'\tau_\pi$ et $\Omega\tau_{\pi/2} = \dfrac{\pi}{2} \neq \Omega'\tau_{\pi/2}$.

Influence de la masse du gravimètre La répartition de masse des différents éléments composant le gravimètre modifie le gradient de gravité. Nous n'avons pas eu jusqu'à présent le temps de calculer finement cet effet sur la mesure. Il conviendrait d'utiliser une décomposition en éléments finis de l'enceinte, la structure, les blindages etc... Les calculs préliminaires montrant un effet inférieur aux effets des aberrations et des inclinaisons, ce calcul a été différé.

Nous avons pour l'instant considéré les éléments les plus lourds et les plus proches de la trajectoire verticale des atomes. La majeure partie de ces éléments sont disposés de façon symétrique par rapport aux atomes. Leur effet sera donc en moyenne nul. Par contre, d'autres éléments sont isolés. Leur effet est donc à prendre en compte, en les considérant comme des points concentrant toute la masse de l'objet, on calcule leur effet aux trois impulsions. Nous avons considéré, l'influence de l'étoile, du plateau, de la plateforme, du séismomètre, etc... Ces effets individuels sont relativement faibles car ils sont assez éloignés des atomes, le plus important concerne le plateau avec 3 $nGal.mm^{-1}$, cet effet est surestimé car les dimensions du plateau génèrent une atténuation de l'influence réelle du plateau. La somme des effets des différents éléments est de l'ordre de 10^{-10}. Nous n'avons donc pas apporté de correction mais avons ajouté une erreur sur cette correction de 2 μGal jusqu'à ce que nous développions un calcul complet. A titre de comparaison, l'incertitude associée à cette correction dans un FG5 est de $0,1$ μGal [6].

Effet	Biais μGal	Erreur μGal
Alignements	0,0	4,5
Référence de fréquence	-5,8	<0,1
Déphasages RF	0,0	<0,1
vgg	-11,6	<0,1
Effet du gravimètre	0,0	2,0
Coriolis	6,5	0,5
Aberrations du front d'onde	-3,0	3,0
Déplacement lumineux LS1	0,0	<0,1
Effet Zeeman quadratique	0,0	<0,1
Déplacement lumineux LS2	-12,1	0,5
Effet d'indice du nuage	0,4	<0,1
Collisions froides	<0,1	<0,1
TOTAL	**-25,6**	**5,4**

TAB. 4.1 – Bilan des corrections et des incertitudes obtenues pour le gravimètre atomique lors de la comparaison avec le FG5#220 du *LUH*.

Bilan d'exactitude

Le bilan d'exactitude de notre détermination de l'accélération de la pesanteur lors de notre comparaison avec le FG5#209 du LUH est présenté dans le tableau 4.1.

4.2.4 Résultats de comparaisons absolues

Tout comme les CG5, les FG5 sont nommés durant les campagnes de comparaison par leur type et leur numéro de série. Notre gravimètre ayant été rapidement batisé *CAG* pour *Cold Atomic Gravimeter* par Léonid Vitushkin dans les documents préparatifs de l'ICAG'09, ce nom est resté.

ICAG'09

Comme pour toute comparaison clef, les résultats des mesures que nous avons effectuées lors d'ICAG'09 au BIPM du 11 au 19 septembre 2009 ne peuvent être dévoilés avant la validation du résultat final de la comparaison [107]. Nous pouvons

néanmoins présenter les variations de l'accélération de la pesanteur obtenues autour d'une valeur moyenne mise à 0, au point $B1$ sur le site B [108] (figure 4.24). Lors de nos mesures, la température variait de $6^{\circ}C$, ce qui perturbait l'alignement des faisceaux sur le banc optique et modifiait les puissances optiques jusqu'à la désinjection des AOE et des fibres ce qui mettait fin à notre mesure, faute de puissance dans les battements pour les asservissements de phase des lasers. Certaines nuits, la variation de température dans la salle pouvait forcer la régulation de température d'un AOE à éteindre l'alimentation en courant de l'AOE par sécurité. Nous avons effectué nos mesures durant les après-midi afin d'ajuster manuellement l'activation de la climatisation défectueuse et ainsi maintenir la température constante. L'acquisition démarrait vers midi, après avoir stabilisé la température du banc optique durant la matinée. Ces conditions ne sont pas idéales car lors d'une telle comparaison, les mesures s'effectuent la nuit lorsque l'activité humaine environnante est plus calme et que les opérateurs ont quitté le site de mesure. Le jour étant dédié aux déplacements des instruments et à leur ajustement, les conditions de mesures sont perturbées. Les équipes participant à la mesure durant la même période que le gravimètre atomique, nous ont alors permis de rester trois jours sur le même point $B1$. Malgré ces conditions, la dernière mesure a eu lieu le 19 septembre de $11h30$ à $19h20$ et la valeur de g a été déterminée avec une erreur statistique de $0,7\ \mu Gal$.

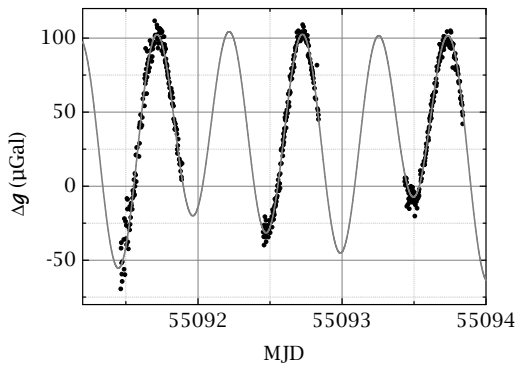

Fig. 4.24 – Variation du signal de gravité autour d'une valeur moyenne mise à 0, au point $B1$ sur le site B du BIPM lors d'ICAG'09, durant les journées du 17 au 19 septembre 2009. Chaque point représente la moyenne de 2 min 44 s de mesure. La prédiction de variation de la gravité proposée pour la comparaison est représentée en grise.

Première comparaison bilatérale sur le site GR

A la suite de notre participation à ICAG'09, nous avons déménagé le gravimètre sur le massif GR du site de la balance du watt au LNE à Trappes (paragraphe 2.2) [36]. Nous y avons accueilli l'équipe du LUH composée de Ludger Timmen et Olga Gitlein afin d'effectuer notre première comparaison sur le site GR [109]. Le bilan d'incertitude du gravimètre atomique est présenté dans le tableau 4.1. Un séisme a perturbé la première nuit de mesure puis un problème informatique a effacé les données du FG5 lors de la seconde nuit. La figure 4.25 présente les variations du signal de gravité obtenu avec les deux appareils lors de la troisième nuit, du 1er au 2 octobre 2009. Lors de cette détermination, le FG5#220 était positionné en GR_{29} et effectuait la mesure avec un taux de répétition assez faible, une chute toutes les 30 s. Les FG5 peuvent effectuer une chute toutes les $5-6$ s mais à cette période de cycle, l'excitation synchrone des modes de résonance de la structure mécanique peuvent perturber la mesure. Les utilisateurs effectuent plutôt une chute toutes les 10 s pour obtenir la meilleure sensibilité de mesure. Cependant, chaque chute crée une usure de l'instrument et à donc un coût. Une session de mesure est donc généralement divisée en heures durant lesquelles on effectue des chutes 10 s pendant 10 min puis on attend l'heure suivante pour recommencer le cycle. Durant la comparaison, afin d'avoir une mesure à peu près continue, il n'y avait pas de pause dans le cycle de mesure mais les chutes étaient espacées de 30 s. Le gravimètre atomique était placé en GR_{40} en pointant vers le *Sud*.

Malgré des systèmes d'isolation et des cycles de mesure différents, la dispersion des signaux des deux gravimètres est similaire, excepté durant les premières heures de mesure (figure 4.25 de gauche). Les incertitude statistiques de mesures sont en effet presque identiques ce qui se retrouve sur les écart-types d'Allan de la figure 4.25 de droite. Sur cette même figure, sont représentés les écart-types d'Allan obtenus sur la mesure complète de g rejetant $\Delta\Phi_{LS2}$ et comme sur la figure 4.18, l'écart-type obtenu sur deux mesures alternées "$\uparrow$" et "$\downarrow$". Les données du FG5#220 sont également tracées comme si les chutes avaient eu lieu toutes les 10 s. Les derniers points de l'écart type sont inférieurs à $0,5$ μGal mais l'incertitude associée indique $0,6$ μGal et il n'est pas possible de conclure que nous avons dépassé la limite estimée de notre modèle de marée. Il est possible que notre modèle est défini avec une incertitude associé de $0,5$ μGal.

Les résultats de mesures sont donnés à 120 cm au dessus du sol dans le tableau 4.2 avec la valeur du lien entre les deux points impliqués, mesurée avec le CG5 :

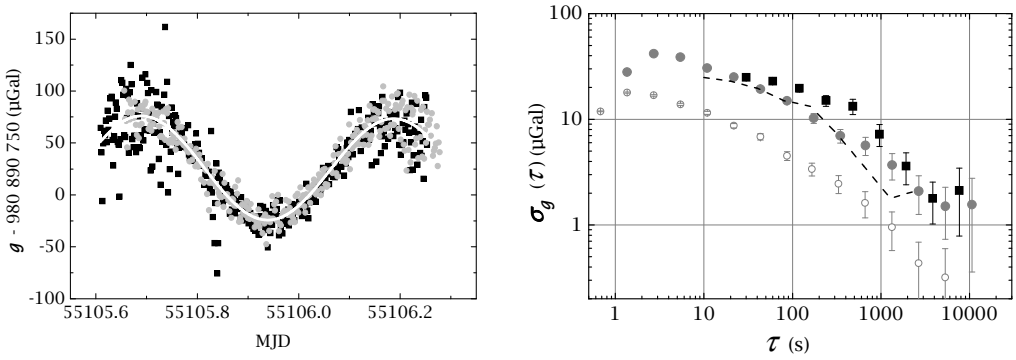

FIG. 4.25 – A gauche, variation du signal de gravité sur le site GR au LNE, du 1er au 2 octobre 2009. Les points gris représentent les mesures obtenues avec le gravimètre atomique et les carrés noirs, celles obtenues avec le FG5#220. Chaque point représente la moyenne de 2 min 30 s de mesure. La variation de la gravité obtenue selon les paramètres du tableau 2.2 est superposée en blanc. L'écart type d'Allan de ces mêmes données corrigées de l'effet des marées est représenté à droite. Les ronds gris ouverts représentent l'écart type obtenus en alternant seulement deux mesures ↑ et ↓.

gravimètre	point	g (μGal)	U(k=1) (μGal)	s_{gm} (μGal)
CAG	GR_{40}	980 890 744,8	5,9	0,7
FG5#220	GR_{29}	980 890 742,6	2,2	1,0
CG5	GR_{40}-GR_{29}	6,5	1,0	0,1
CAG – FG5#220	GR_{40}	$\mathbf{-4,3}$	$\mathbf{6,4}$	$\mathbf{1,6}$

TAB. 4.2 – Résultats de mesure de gravité à 120 cm au dessus du sol, durant la nuit du 1er au 2 octobre 2009, sur le site GR. CAG correspond au gravimètre atomique (*Cold Atom Gravimeter*).

$GR_{40} - GR_{29} = (6,5 \pm 1,0)$ μGal. La différence entre les deux gravimètres est en accord avec les incertitudes de mesure : $(4,3 \pm 6,4)$ μGal. Ce premier résultat est très encourageant mais doit être confirmé par d'autres campagnes de comparaisons. De plus, le budget d'incertitude présenté au tableau 4.1 doit être éprouvé plus que nous n'en avions eu le temps pour cette comparaison.

4.3 Conclusion

Nous avons conçu un nouveau gravimètre atomique absolu transportable. Les différentes parties le composant ont été caractérisées et assemblées au LNE-SYRTE à l'Observatoire de Paris où nous avons obtenu les premiers signaux d'interférence en

juin 2009. Depuis, nous avons caractérisé son fonctionnement et étudié les effets systématiques biaisant la mesure de l'accélération de la pesanteur. Cette caractérisation préliminaire reporté dans ce chapitre 4 a été interrompue par deux comparaisons de gravimètres absolus. Notre instrument a ainsi été le premier gravimètre atomique a participer à la comparaison internationale ICAG qui a lieu tous les quatre ans au BIPM à Sèvres. Immédiatement après cette comparaison, nous avons effectué nos premières mesures sur le site GR dédié au gravimètre atomique à côté de la balance du watt du LNE. Puis nous avons réalisé notre première comparaison bilatérale sur ce site avec l'équipe du LUH.

Malgré une plateforme d'isolation passive dont l'ajustement s'est révélé instable, nous avons atteint des stabilités de $0,5\ \mu Gal$ en 10 000 s soit 2 h 45 min ce qui nous a permis d'évaluer l'incertitude de notre instrument. La comparaison avec le FG5#220 du LUH a montré un accord satisfaisant de $(4,3 \pm 6,4)\ \mu Gal$ ce qui est très encourageant pour la suite de l'étude du gravimètre atomique. Le bilan d'incertitude du gravimètre atomique était dominé par des effets d'alignement verticaux ($U_{\mathrm{B}} = 4,5\ \mu Gal$), aujourd'hui inférieur à $0,1\ \mu Gal$. L'incertitude dominante suivante est, comme nous l'attendions, celle liée aux aberrations du front d'onde. L'effet des aberrations est peut-être faible mais l'évaluation de son incertitude associée est difficile à mener et constitue l'axe d'étude à moyen terme.

La transportabilité est l'une des caractéristiques fondamentales de notre instrument. Il est en effet nécessaire que les étalons absolus, en gravimétrie, puissent être comparés en n'importe quel lieu. Jusqu'à présent, les comparaisons se réalisent dans des laboratoires au bruit sismique relativement bas. Il serait intéressant de mener de telles comparaisons dans des environnements plus hostiles pour éprouver les instruments. Notre système de réjection des vibrations nous permet de mesurer g même lors d'un séisme, cependant, nous devons nous employer à améliorer sa transportabilité et sa robustesse, surtout vis-à-vis des variations de température.

Chapitre 5

Conclusion

5.1 Conclusions sur ce travail

Ce manuscrit retrace le travail réalisé durant ma thèse pour déterminer la valeur de l'accélération de la pesanteur g pour le projet de balance du watt menée au LNE à Trappes. Plusieurs études ont été menées parallèlement et sont présentées en annexe.

Le travail réalisé sur le prototype de gravimètre atomique a permis de mettre en place l'algorithme de mesure permettant de rejeter les effets systématiques indépendants du sens du vecteur d'onde $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ et l'effet lié au déplacement lumineux à deux photons. Nous avons également optimisé un système de réjection des vibrations du sol à l'aide d'un séismomètre ce qui nous a permis de mesurer g avec une sensibilité de $1,4 \times 10^{-8} g/\sqrt{Hz}$ au moment le plus calme de la nuit. Une première comparaison avec un gravimètre à coin de cube A10 avait alors montré une différence de 16 μGal entre les deux instruments. L'exactitude relative des A10 est de l'ordre de 10^{-8} et le budget d'exactitude de notre prototype était incomplet. Conscient des limites de ce prototype, un nouveau gravimètre à la conception plus élaborée a été réalisé au laboratoire. La caractérisation des différents éléments composant ce nouvel instrument a été présentée dans ce manuscrit en insistant sur les améliorations apportées depuis la mise en place du prototype. La nouvelle enceinte amagnétique a ainsi permis de rejeter le biais dû à l'effet Zeeman quadratique. Cette enceinte a été conçue avec de nombreux accès optiques afin de pouvoir contrôler et ajuster la position initiale du nuage atomique. Un axe Raman reposant sur un collimateur de diamètre 28 mm et un miroir de rétroréflexion disposé sous vide ont été mis en place. Nous avons évalué le biais dû aux aberrations du front d'onde généré par l'ensemble composé du miroir et de la lame $\lambda/4$ à (-3 ± 3) μGal. Une nouvelle détection symétrique permettant

d'imager le nuage atomique dans la zone de détection avec une homogénéité ne variant pas de plus de $0,5$ % sur 5 mm correspondant à $\pm\sigma_v$ selon le plan horizontal a été mise en place. Elle permet de rejeter le biais dû à l'effet Coriolis au premier ordre. Cette détection a été mise en place avec des sondes de lumières horizontales pour détecter les atomes par temps de vol. Dans cette configuration, nous avons évalué le biais dû à l'effet Coriolis comme une fonction du rapport d'intensité lumineuse dans les bras *Est-Ouest* du PMO-3D. Ce rapport est désormais enregistré durant les acquisitions de mesure et permet d'effectuer la correction nécessaire. La mobilité du gravimètre nous a permis de le déplacer de l'Observatoire de Paris au BIPM en septembre 2009 afin de participer à l'ICAG'09. Notre instrument a alors été le premier gravimètre atomique a prendre part à une telle comparaison. Bien que les conditions de mesure ne nous étaient pas propice, nous avons pu participer pleinement au planning mis en place, à savoir, mesurer trois points différents sur le site B. Nous avons alors montré notre capacité à changer de point en 2 h seulement. La régulation de température défectueuse ne nous a malheureusement pas permis de mesurer tout le temps, nous avons néanmoins réalisé des déterminations de g avec des erreurs statistique de $0,7$ μGal. Suite à l'ICAG'09, nous avons déplacé le gravimètre sur le site GR au bâtiment Maxwell du LNE à Trappes où est menée l'expérience de la balance du watt. Nous y avons effectué une seconde comparaison avec un gravimètre FG5 du LUH et avons obtenu un accord de $(4,3 \pm 6,2)$ μGal. Notre exactitude de $5,4$ μGal était alors dominée par des effets d'alignements verticaux que nous avons depuis réduit de $4,5$ μGal à $0,1$ μGal.

Nous sommes donc désormais capables de déterminer g avec une incertitude compatible avec les exigences de la balance du watt et nous pouvons transférer cette mesure au centre de masse de la masse impliquée dans cette mesure grâce à un modèle local du champ de gravité. Nous avons mis en place ce modèle à l'aide d'une cartographie en trois dimensions que nous avons réalisé sur les deux massifs GR et BW. Il permet de transférer une valeur de g déterminée en un point en n'importe quel autre point des 50 m^3 caractérisés avec une incertitude maximale de 3 μGal. Entre les deux m^3 centraux, l'incertitude est inférieure au μGal. Les cartographies relatives ont été effectuées avec un gravimètre relatif *Scintrex* CG5 dont nous avons éprouvé les capacités et avec lequel j'ai participé à la dernière RGC'09. La caractérisation instrumentale alors mise en place peut être utilisée pour d'autres gravimètres relatifs. Il serait d'ailleurs intéressant d'effectuer ces tests avec plusieurs gravimètres en même temps au même endroit afin de comparer leurs performances. Les mesures

relatives déterminées avec cet instrument ainsi que la modélisation ont été confortées par des mesures absolues effectuées avec des FG5 en 2006.

La stabilité du site a été confirmée à travers des mesures relatives espacées dans le temps et les comparaisons absolues de 2006 et 2009.

5.2 Perspectives

Le suivi des mesures relative sur le site doit être poursuivi et inclure les variations du niveau de la nappe phréatique des sables de Fontainebleau. Ce suivi sera également profitable à l'étude de la stabilité long terme du gravimètre atomique. La balance du watt étant désormais presque assemblée, les différents éléments la composant ont maintenant leurs dimensions et masses définitives, la modélisation de l'effet de la balance du watt va pouvoir être réalisée. La modélisation de l'effet du gravimètre atomique doit également être effectuée.

Les paramètres de marées seront également re-déterminés en tenant compte des paramètres TEMP du CG5 et du niveau de la nappe phréatique lorsque celui-ci sera accessible. Des acquisitions plus longues que celle réalisée jusqu'à présent avec le gravimètre atomique permettraient éventuellement d'atteindre la limite de l'actuelle résolution de notre modélisation des variations de g avec les marées. A plus long terme, ces paramètres seraient déterminés sur une acquisition réalisée avec le gravimètre atomique. Il serait ainsi possible d'ajuster l'admittance à la pression atmosphérique α pour notre instrument.

Avant cela, plusieurs études restent à réaliser sur le gravimètre atomique. La détermination du biais dû à l'effet Coriolis reste à approfondir en modifiant le rapport de puissance selon l'axe *Nord-Sud* mais surtout en modifiant les puissances optiques dans les faisceaux du PMO-3D. Cette détermination sera réalisée après la mise en place de la détection dite "verticale" qui utilise le faisceau Raman comme sonde. Avec cette même sonde, l'effet de la température initiale du PMO-3D doit être mesuré à nouveau afin d'évaluer le biais dû aux aberrations du front d'onde. Ce faisceau étant presque de la taille du miroir et plus homogène que la sonde "horizontale", il devrait être possible de modéliser les aberrations suite à la mise en place d'un contrôle de la position initiale du nuage avec une caméra CCD. Une sélection en vitesse horizontale avec deux nouveaux faisceaux Raman disposés dans le plan horizontal du PMO-3D permettrait de limiter l'expansion transverse du nuage ce qui aidera à l'évaluation des biais précédents. L'étape suivante consistera à ajouter un piégeage dipolaire

pour refroidir plus encore les atomes et se rapprocher d'une température atomique nulle pour extrapoler le biais des aberrations optiques. Le refroidissement évaporatif augmentera la densité du nuage ce qui révélera de nouveaux effets systématiques liées aux collisions et aux effets d'indice du nuage [110].

La mobilité de l'instrument doit être améliorée. Un seul bloc comprenant le banc optique et les boîtiers électroniques de contrôle doit être réalisé en parallèle aux travaux mentionnés précédemment. Plusieurs comparaisons doivent être réalisées dans différents environnements afin de poursuivre l'évaluation du gravimètre. Il serait donc également bénéfique de réguler thermiquement le banc optique.

Avec la configuration géométrique actuelle du gravimètre, l'objectif est d'obtenir des performances meilleures que l'état de l'art et d'atteindre les performances ultimes de cet instrument, indépendamment des objectifs de la balance du watt. La part de la gravimétrie dans le bilan d'exactitude de la détermination de la constante de Planck serait négligeable. Dans ce cadre, il est nécessaire que les déterminations de g pour les balances du watt impliquées dans une redéfinition du kilogramme soient en accord. Les comparaisons entre les gravimètres devrait être plus régulières qu'elles ne le sont actuellement.

D'autres gravimètres atomiques plus simples, plus compacts et plus robustes, réalisés à partir des études que nous menons doivent être développés. Ils permettront de réaliser des "mesures de terrain" et de cartographier des zones plus vastes que nous ne pouvons le faire avec notre dispositif qui restera un gravimètre de laboratoire. On peut aisément envisager que des gravimètres atomique plus transportables, basés sur le principe que nous avons présenté en [106], puissent remplir cette fonction dans un avenir relativement proche. Ces gravimètres permettraient également de combler un manque actuel concernant les étalonnages des gravimètres supraconducteurs. La fréquence des mesures absolues permettant d'évaluer la dérive de ces gravimètres relatifs est limitée par le "coût de chute" des gravimètres à coin de cube. Sans pour l'instant atteindre les sensibilités de tels instruments, l'interférométrie atomique offre en plus de sa sensibilité de mesure, une mesure absolue continue. Ces instruments devraient rapidement avoir leur place dans les Observatoires Géophysiques.

Enfin, d'autres schémas d'interféromètres atomiques restent à explorer. Comme nous l'avons montré dans [105], il est possible de déterminer g avec des interféromètres dit "multi-$\hbar k$" permettant d'augmenter l'aire de l'interféromètre et de le rendre insensible au bruit de phase des lasers Raman. En modifiant plus encore la géométrie des interféromètres, utiliser un condensat de Bose en lévitation avec des

impulsions lumineuses permet également de déterminer g selon la proposition faite dans [111, 112]. Cette technique a été mise en place dans les équipes de Cass Sackett aux USA [113] et de Philippe Bouyer [114].

Annexe A

Grandeurs physiques de l'atome de ^{87}Rb

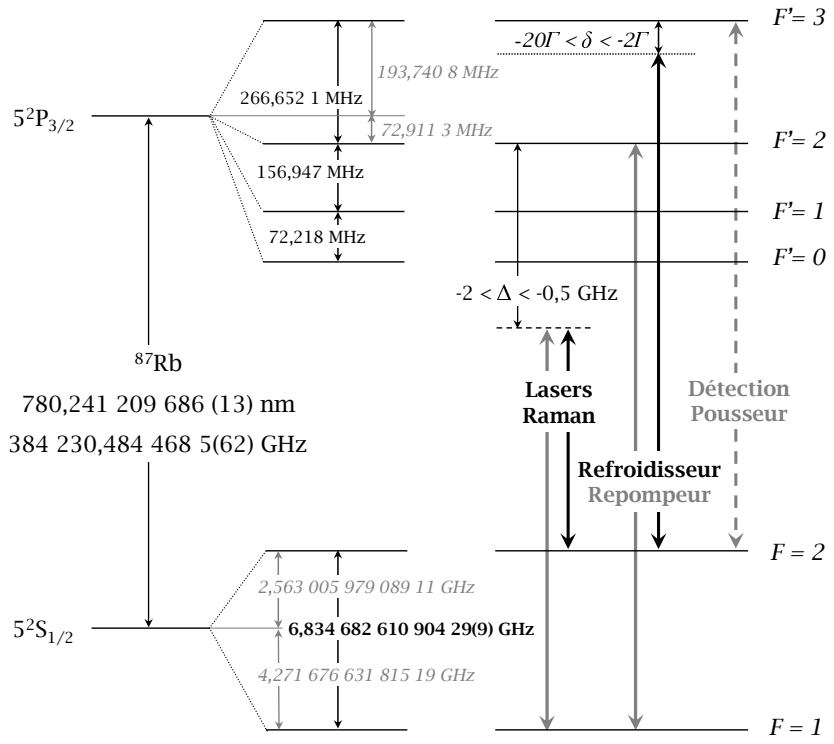

FIG. A.1 – Diagramme énergétique de la raie D2 du ^{87}Rb et transitions optiques utilisées dans notre gravimètre.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique		37	
Masse atomique	M	$1,443\ 160\ 60(11) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde (raie D2)	λ	780,241 209 686(13)	nm
Fréquence (raie D2)		384,230 484 468 5(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ	6,065(9)	MHz
Ecart hyperfin $\|5S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	$mm.s^{-1}$
Intensité de saturation	I_{sat}	16,69	$W.m^{-3}$
Effet Zeeman linéaire $\|5S_{1/2}, F=1\rangle$	$\delta\omega/B$	-0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman linéaire $\|5S_{1/2}, F=2\rangle$	$\delta\omega/B$	0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{\mathrm{HFS}}/B^2$	575,15	$Hz.G^{-2}$
Moment dipolaire électrique $\langle J=1/2\|\mathbf{D}.\mathbf{E}\|J'=3/2\rangle$	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	$C.m$

TAB. A.1 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [91]

Annexe B

Ecart-type d'Allan

La caractérisation d'un appareil de mesure passe par la connaissance de sa stabilité, et donc de la variance des mesures réalisées. Or, la variance vraie est une limite portant sur un nombre infini de mesures. On ne peut donc pas la mesurer directement. D'autre part, elle n'est pas calculable pour tous les types de bruits, notamment lorsque ceux-ci ont une densité spectrale s'exprimant par :

$$S_b(f) = h_\alpha f^\alpha \text{ où } \alpha \leq 1 \tag{B.1}$$

On a alors recours à la variance d'Allan $\sigma_g^2(\tau)$, ou variance à deux échantillons, des fluctuation de mesures de gravité g :

$$\sigma_g^2(\tau) = \frac{1}{2}\langle(\overline{g}_{k+1} - \overline{g}_k)\rangle = \frac{1}{2}\lim_{n\to\infty}\left\{\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}(\bar{g}_{k+1} - \bar{g}_k)^2\right\} \tag{B.2}$$

où $\overline{g}_k$est la moyenne de g sur l'intervalle $[t_k, t_{k+1}]$ de durée τ.

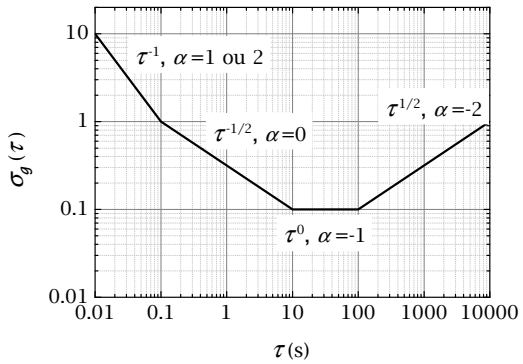

FIG. B.1 – Variations de la pente de l'écart-type d'Allan en fonction du type de bruit.

Outre le fait qu'elle existe mathématiquement pour tous types de bruit, la variance d'Allan est un outil utile en métrologie. En échelle logarithmique, elle est linéaire par morceaux. La pente de chaque morceau est caractéristique d'un type de bruit, ce qui permet de déterminer le bruit dominant. Un bruit blanc est représenté par une pente en $\tau^{-1/2}$ et un bruit de scintillation par une pente en τ^0.

La variance d'Allan donne accès à la stabilité de la mesure pour chaque temps d'intégration. Dans ce manuscrit, on utilise ainsi l'écart-type d'Allan qui est la racine carrée de la variance d'Allan.

Dans notre expérience, on définit le rapport signal à bruit de la mesure comme le rapport entre la pente de la probabilité de transition mesurée à flanc de frange et l'écart-type de bruit des mesures :

$$SNR = \frac{P}{\sigma_P} = \frac{C}{C\sigma_{\Delta\Phi}} = \frac{1}{\sigma_{\Delta\Phi}} \tag{B.3}$$

avec C le contraste des franges d'interférences.

Annexe C

Trois dernières expérimentations avec le prototype

Cette annexe regroupe les trois articles décrivant les trois dernières expérimentations réalisées avec le prototype mentionnées au paragraphe 3.6 :

Operating an atom interferometer beyond its linear range
S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos et P. Rouchon. **Metrologia 46, 87-94 (2009)**.

Double diffraction in an atomic interferometer
N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin et F. Pereira Dos Santos. **Phys. Rev. A. 81, 013617 (2010)**.

A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam
Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer et A. Landragin. **Appl. Phys. Lett. 96, 134101 (2010)**.

IOP PUBLISHING METROLOGIA
Metrologia **46** (2009) 87–94 doi:10.1088/0026-1394/46/1/011

Operating an atom interferometer beyond its linear range

S Merlet[1], J Le Gouët[1], Q Bodart[1], A Clairon[1], A Landragin[1], F Pereira Dos Santos[1] and P Rouchon[2]

[1] LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
[2] Mines ParisTech, Centre Automatique et Systèmes, 60, bd Saint-Michel, 75272 Paris Cedex 06, France

E-mail: franck.pereira@obspm.fr

Received 30 May 2008, in final form 22 October 2008
Published 6 January 2009
Online at stacks.iop.org/Met/46/87

Abstract
In this paper, we show that an atom interferometer inertial sensor, when associated with the auxiliary measurement of external vibrations, can be operated beyond its linear range and still keep a high acceleration sensitivity. We propose and compare two measurement procedures (fringe fitting and non-linear lock) that can be used to extract, without adding any bias, the mean phase of the interferometer when the interferometer phase fluctuations exceed 2π. Despite operating in the urban environment of inner Paris without any vibration isolation, the use of a low noise seismometer for the measurement of ground vibrations allows our atom gravimeter to reach at night a sensitivity as good as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s. Robustness of the measurement to large vibration noise is also demonstrated by the ability of our gravimeter to operate during an earthquake with excellent sensitivity. For such low vibration frequency though, high pass filtering of the seismometer degrades its correlation with the interferometer signal, so that low frequency seismic vibrations appear on the gravity measurement. Nevertheless, our high repetition rate allows for efficient sampling of these perturbations, ensuring proper averaging. Such techniques open new perspectives for applications in other fields, such as navigation and geophysics.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

Atom interferometers [1] are used to develop highly sensitive inertial sensors, which compete with state of the art 'classical' instruments [2]. Applications of such interferometers cover numerous fields, from fundamental physics [3–7] to navigation and geophysics. For instance, transportable devices are being developed with foreseen applications in the fields of navigation, gravity field mapping, detection of underground structures etc.

In most of these experiments, atomic waves are separated and recombined using two-photon transitions, induced by a pair of counterpropagating lasers. The inertial force is then derived from the measurement of the relative displacement of free-falling atoms with respect to the lasers' equiphase, which provide a precise ruler. As the inertial phase shift scales quadratically with the interrogation time, very high sensitivities can be reached using cold atoms along parabolic trajectories [8, 9], provided that the experiments are carefully shielded from ground vibrations. In the usual geometry where the laser beams are retroreflected on a mirror, the position of this mirror sets the position of the lasers' equiphase, so that only this 'reference' optical element is to be shielded from ground vibrations. Such an isolation can be realized either with an active stabilization scheme, using a long period superspring [2, 10, 11], or by using a passive isolation platform [12]. For instance, the use of a superspring allowed the interaction time to be increased to 800 ms and permitted a best short term sensitivity to acceleration of $8 \times 10^{-8}\,\mathrm{m\,s^{-2}}$ at 1 s [13]. An alternative technique, which we study in this paper, does not require any vibration isolation, but exploits an independent measurement of ground vibrations, realized by a low noise accelerometer, in order to correct for their impact on the gravity measurement. This technique is based on a simple idea: any measurement corrupted by parasitic vibrations can in principle be efficiently corrected from them, providing these vibrations

 © 2009 BIPM and IOP Publishing Ltd Printed in the UK

are measured and the transfer function of vibrations on the quantity of interest is known. It could thus be applied to light interferometers or to lasers stabilized on high finesse cavities, for instance. A technique based on the same principle has already been used with a 'classical' corner cube gravimeter [14, 15] and allowed its sensitivity to be improved by a factor of 7 [15].

In this paper, we investigate the limits to the sensitivity of an atomic gravimeter when operating without vibration isolation. This transportable gravimeter is developed within the frame of the watt balance project led by the Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) [16, 17]. We first briefly describe our experimental setup and recall the usual procedures for measuring the mean phase of the interferometer. We then introduce and compare two measurement schemes (fringe fitting and non-linear lock) that allow the sensor to be operated in the presence of large vibration noise and show how phase measurements can be performed even though the interferometer phase noise amplitude exceeds 2π. These schemes, which use an independent measurement of vibration noise with a low noise seismometer, allow good sensitivities to be achieved without vibration isolation. In particular, we reach a sensitivity as good as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s during night measurements, in the urban environment of inner Paris. Finally, the robustness of these measurement schemes versus changes in the vibration noise is illustrated by the capability of our instrument to operate and measure large ground accelerations induced by an earthquake.

2. Limits due to vibration noise in a conventional setup

2.1. Experimental setup

The experimental setup, which we briefly recall here, has been described in detail in [12, 18]. About 10^7 ^{87}Rb atoms are first loaded in a 3D-MOT (magneto-optical trap) within 50 ms, and further cooled down to 2.5 μK before being dropped in free fall. Before creating the interferometer, a narrow vertical velocity distribution of width about 1 cm s^{-1} is selected in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state, using several microwave and optical Raman pulses.

The interferometer is then created using Raman transitions [8] between the two hyperfine levels $F = 1$ and $F = 2$ of the $^5S_{1/2}$ ground state, which are induced by two vertical and counterpropagating laser beams of frequencies ω_1, ω_2 and wavevectors $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$. A sequence of three Raman pulses ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) allows one to split, redirect and recombine the atomic wave packets. The relationship between external and internal state [1] allows one to measure the interferometer phase shift from a fluorescence measurement of the populations of each of the two states. At the output of the interferometer, the transition probability P from one hyperfine state to the other is given by $P = a + b\cos\Delta\Phi$, where $2b$ is the interferometer contrast, and $\Delta\Phi$, the difference in the atomic phases accumulated along the two paths, is given by $\Delta\Phi = -\vec{k}_{\rm eff} \cdot \vec{g} T^2$ [19]. Here $\vec{k}_{\rm eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ is the effective wave vector (with $|\vec{k}_{\rm eff}| = k_1 + k_2$ for counterpropagating beams), T is the time interval between two consecutive pulses and g is the acceleration of gravity.

The Raman light sources are two extended cavity diode lasers based on the design of [20], which are amplified by two independent tapered amplifiers. Their frequency difference, which is phase locked onto a low phase noise microwave reference source, is swept according to $(\omega_2 - \omega_1)(t) = (\omega_2 - \omega_1)(0) + \alpha t$ in order to compensate for the gravity-induced Doppler shift. This adds αT^2 to the interferometer phase shift, which eventually cancels it for a perfect Doppler compensation, for which $\alpha_0 = \vec{k}_{\rm eff} \cdot \vec{g}$.

2.2. Conventional measurement procedures

Maximal sensitivity to phase fluctuations is achieved when operating the interferometer at mid-fringe, which corresponds to $\Delta\Phi = \pm\pi/2$. In this case, though, variations in the offset a can be interpreted as fluctuations of the interferometer phase. A standard technique [10] then consists in recording a full fringe, by measuring the transition probability as a function of a controlled phase shift induced on the interferometer. Fitting this fringe then allows g to be measured. This technique degrades the short term sensitivity as measurements performed at the top or bottom of the fringes are not sensitive to phase fluctuations. An alternative way consists of using a method inspired by microwave atomic clocks. The phase is modulated by $\pm\pi/2$ so that the measurement is always performed at mid-fringe, alternatively to the right and to the left side of the central fringe. From two consecutive measurements P_i and P_{i+1}, the phase error can be estimated. In practice, a correction $G \times (P_i - P_{i+1})$ is added at each cycle to α, in order to steer the chirp rate onto the central fringe. This realizes an integrator, whose time constant can be set to a few cycles by adjusting the gain G. This locking technique has the advantage of rejecting offset and contrast fluctuations, while preserving maximal sensitivity to phase fluctuations.

2.3. Influence of vibration noise

In the case where the duration of the Raman pulses can be neglected, the phase shift $\Delta\Phi$ induced by vibrations is given by

$$\Delta\Phi = k_{\rm eff}(z_g(-T) - 2z_g(0) + z_g(T)) = k_{\rm eff}\int_T^{-T} g_s(t) v_g(t)\,{\rm d}t, \quad (1)$$

where z_g and v_g are the position and velocity of the experimental setup, and g_s is the sensitivity function [21], given by

$$g_s(t) = \begin{cases} -1 & -T < t < 0, \\ 1 & 0 < t < T. \end{cases} \quad (2)$$

The expected sensitivity of the interferometer to g fluctuations of the interferometer is then given by a weighted sum of the vibration noise at the harmonics of the cycling rate f_c [21]:

$$\sigma_g^2(\tau) = \frac{1}{\tau}\sum_{k=1}^{\infty}\left(\frac{\sin(\pi k f_c T)}{\pi k f_c T}\right)^4 S_a(2\pi k f_c), \quad (3)$$

where $\sigma_g(\tau)$ is the Allan standard deviation of acceleration fluctuations for an averaging time τ and S_a is the power spectral density of acceleration fluctuations.

Figure 1 displays the power spectral densities of vibrations, measured with a low noise seismometer (Guralp CMG-40T, response option 30 s) on the platform which is either floating (ON) (day time) or put down (OFF) (day time and night time). In the case where the platform is OFF, the spectrum is similar to the spectrum measured directly on the ground. For our typical parameters, $2T = 100$ ms and $f_c = 3.8$ Hz, we calculate using equation (3) sensitivities at $\tau = 1$ s of $2.9 \times 10^{-6} g$ during the day and $1.4 \times 10^{-6} g$ during the night with the platform OFF. With the platform ON, the sensitivity is expected to be $7.6 \times 10^{-8} g$.

3. Vibration noise correction

3.1. Correlation between atomic and seismometer signals

The signal of the seismometer can be used to determine the phase shift of the interferometer due to residual vibrations, as measured by the seismometer, $\phi^S_{\rm vib}$, which is given by

$$\phi^S_{\rm vib} = k_{\rm eff} \int_T^{-T} g_{\rm s}(t) v_{\rm s}(t)\,{\rm d}t = k_{\rm eff} K_{\rm s} \int_T^{-T} g_{\rm s}(t) U_{\rm s}(t)\,{\rm d}t, \tag{4}$$

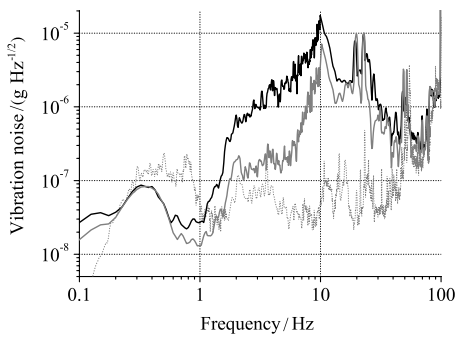

Figure 1. Amplitude spectral densities of vibration noise. The black (respectively, grey) thick curve displays the vibration noise with the isolation platform down (OFF) at day time (respectively night time), while the dotted curve displays the vibration noise with the floating platform (ON) at day time.

where $U_{\rm s}$ is the seismometer voltage (velocity) output and $K_{\rm s} = 400.2\ {\rm V\,m^{-1}\,s^{-1}}$ is the velocity output sensitivity of the seismometer.

Figure 2 displays the measured transition probability as a function of $\phi^S_{\rm vib}$, in the two cases of platform ON and OFF, for an interferometer time $2T = 100$ ms. The noise is low enough in the ON case (figure 2(*b*)) for the interferometer to operate close to mid-fringe, while in the OFF case (figure 2(*a*)) interferometer phase noise is larger than 2π, and the interferometer signal jumps from one fringe to another. Figure 2 shows the good correlation between measured and calculated phase shifts. In the ON case, we find a correlation factor as high as 0.94.

The calculated $\phi^S_{\rm vib}$ can thus be used to significantly improve the sensitivity of the measurement, by applying a post-correction on the transition probability measured at mid-fringe. This correlation is not perfect though due to the response function of the seismometer, which is not flat, and behaves like a low-pass filter with a cut-off frequency of 50 Hz. This response function thus limits the efficiency of the vibration rejection. Figure 3 displays as a continuous black line the rejection efficiency as a function of frequency, which is calculated from the seismometer transfer function.

3.2. Digital filtering

We implemented a numerical filtering of the seismometer signal to compensate for the phase lag of the seismometer at intermediate frequencies. The design of the filter is described in detail in [12]. It consists of the product of a recursive infinite impulse response (IIR) filter, with corner frequencies f_0 and f_1, and a non-causal low-pass filter. The IIR filter compensates the phase shift of the seismometer signal and the non-causal filter prevents the IIR filter from amplifying the intrinsic noise of the seismometer at high frequencies, without affecting the phase advance needed to improve the rejection. The total transfer function of the filter is given by

$$F(f) = \frac{1 + jf/f_0}{1 + jf/f_1} \frac{1}{1 + (f/f_c)^2}, \tag{5}$$

where f_0, f_1 and f_c are then optimized in order to reach the best sensitivity. This digital filtering significantly improves

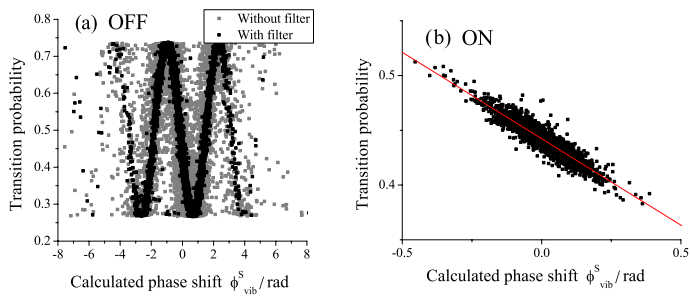

Figure 2. Correlation between the transition probability of the interferometer and the phase shift calculated from the seismometer data, for $2T = 100$ ms. (*a*) The isolation platform is OFF. Grey points: without digital filter, black points: with digital filter. (*b*) The isolation platform is ON. Black points: with digital filter. Line: fit to the data, with correlation factor of 0.94.

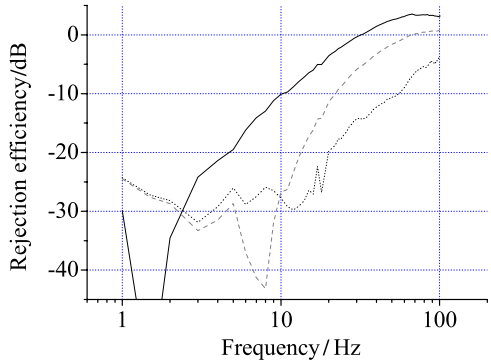

Figure 3. Efficiency of the vibration rejection as a function of frequency without any processing (black straight line), with a digital filter (dashed line), with a compensation of a delay of 4.6 ms (dotted line).

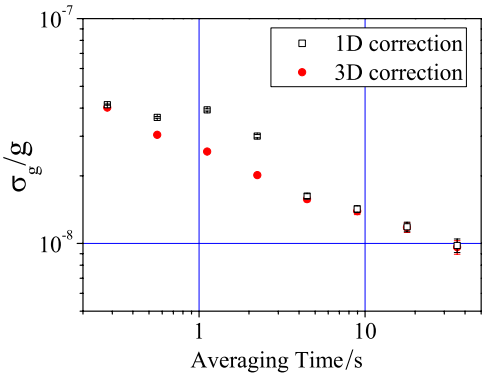

Figure 4. Sensitivity to g with 1D and 3D corrections. The measurement was realized during the day, with a floating platform.

the rejection efficiency, as can be seen in figure 3, where it is displayed as a dashed line, for the frequencies $f_0 = 30$ Hz, $f_1 = 180$ Hz and $f_c = 29$ Hz. Despite this increase in the rejection efficiency, the gain in the sensitivity, when implementing this filter in the ON mode, was limited to 25% only [12], which we attributed to excess noise of the seismometer arising from coupling between the horizontal and the vertical axes.

3.3. Cross couplings

In order to detect these couplings, we recorded simultaneously the seismometer outputs along the three directions, calculated three corrections, one along each axis (only the vertical correction was numerically filtered though) and fitted the transition probability measured at mid-fringe with a linear combination of the three corrections. The result of this fit showed couplings of 4% and 5% with the horizontal axes. We finally determined the influence of these couplings on the sensitivity of the measurement, by comparing the Allan standard deviation of the phase fluctuations in the case where the correction is performed only with the vertical correction (1D) or with the optimal combination of the three (3D). The results are shown in figure 4, where the sensitivity is expressed relative to g.

Using the three corrections allows one to remove a bump that appears when using the 1D correction. This indicates that horizontal vibration noise, as also appears in the vertical seismometer signal, adds noise when performing a 1D correction.

3.4. Efficiency of the filter without vibration isolation

The digital filter is much more efficient in the OFF mode, as one can see in figure 2(*a*) where the noise on the interferometer fringes is significantly reduced when seismometer data are processed with the digital filter. In that case, the dominant contribution of the vibration noise to the degradation of the sensitivity corresponds to frequencies around 10 Hz, for which the effect of the filter improves the rejection efficiency from 10 dB to about 30 dB [12].

3.5. Case of a pure delay

We later noticed that the phase lag of the seismometer signal varies almost linearly with respect to the frequency in the 1 Hz to 100 Hz band, with a slope corresponding to a delay of about 5 ms. The phase shift of the seismometer can thus be compensated for, by simply shifting the acquisition of the seismometer data by this delay. We measured the correlation factor as a function of the delay, with the platform OFF, and found an optimal delay of 4.6 ms. The rejection efficiency for this optimal delay is displayed as a dotted line on figure 3. Surprisingly, we find a correlation similar to the optimal digital filter, despite a significantly different behaviour of the rejection efficiency versus frequency.

4. Measurement protocols

4.1. Standard procedures

The standard measurement protocols described above need phase fluctuations to remain significantly smaller than 2π. This requires the interferometer duration in the OFF mode to be reduced to $2T \leqslant 20$ ms. For $2T = 20$ ms, the integrator scheme described above allows one to reach sensitivities of $1 \times 10^{-5} g$ at 1 s when applying no correction to the measured transition probability, $5 \times 10^{-6} g$ when correcting without filtering and $1.5 \times 10^{-6} g$ when correcting with digital filtering. The simple post-correction (without filter) thus improves the sensitivity by a factor 2, and the digital filter improves it further by a factor 3.5. Better performances are expected with large interrogation time for which the transfer function of the interferometer filters high frequency vibration noise more efficiently. In order to operate the interferometer with large interrogation times despite excess noise, we propose two alternative measurement procedures described in the following subsections. Both are based on the combination of measurements of the transition probability and of ϕ^S_{vib} by the

seismometer. Though developed for the case of large vibration noise, these techniques can be extended to low vibration noise by adding a well controlled phase modulation.

4.2. Fringe fitting

The first technique simply consists of fitting fringes, as in [10], except that here the phase of the interferometer is now scanned randomly by vibration noise. The signal displayed in figure 2 and obtained when plotting the transition probability versus $\phi^S_{\rm vib}$, calculated with the digital filter, can be fitted by the function $P = a + b\cos(\eta\phi^S_{\rm vib} + \delta\phi)$, where a, b, η and $\delta\phi$ are free parameters. Due to the influence of the seismometer transfer function, η will in general differ from 1. In practice, we operate the interferometer close to the central fringe, which corresponds to a small phase error $\delta\phi$. Every 20 points, we perform a fit of the signal and extract a value for the phase error $\delta\phi_m$. We then calculate the Allan standard deviation of the $\delta\phi_m$ in order to determine the sensitivity of the measurement. Note that this fitting procedure is not very efficient if the noise amplitude is significantly less than 2π, because the interferometer signal remains close to the bottom of the central fringe. An additional and perfectly controlled phase modulation of $\pm\pi/2$ is thus applied in order to optimize the sensitivity of the interferometer to phase fluctuations. Moreover, the sensitivity improves by about 50% when taking cross couplings of the seismometer into account, which can be realized by adjusting the data with a linear combination of the corrections along three directions $\Sigma\eta_j\phi^S_{{\rm vib},j}$, where $j = x, y, z$ and $\phi^S_{{\rm vib},j}$ is the phase shift calculated from the filtered seismometer data along axis j.

4.3. Non-linear lock

The lock procedure described in section 2.2 can be adapted in the case where the phase noise exceeds 2π. Let us consider the measurement at cycle i of the transition probability P_i

$$\begin{aligned} P_i &= a - b\cos((k_{\rm eff}g - \alpha)T^2 + S_i) \\ &= a - b(\cos e\cos S_i - \sin e\sin S_i), \end{aligned} \tag{6}$$

where $e = (k_{\rm eff}g - \alpha)T^2$ is the phase error and S_i is the phase shift induced by residual vibrations, estimated from the seismometer signal. We assume here that the phase error e varies slowly, so that we can consider it as constant between three consecutive measurements. Eliminating a and $\cos e$ from the following three equations

$$\begin{aligned} P_{i-1} &= a - b(\cos S_{i-1}\cos e - \sin S_{i-1}\sin e), \\ P_i &= a - b(\cos S_i\cos e - \sin S_i\sin e), \\ P_{i+1} &= a - b(\cos S_{i+1}\cos e - \sin S_{i+1}\sin e) \end{aligned}$$

gives

$$bB_i\sin e = A_i$$

with

$$\begin{aligned} A_i &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(P_{i-1} - P_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(P_{i+1} - P_i), \\ B_i &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(\sin S_{i-1} - \sin S_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(\sin S_{i+1} - \sin S_i). \end{aligned}$$

In order to steer the chirp rate onto the Doppler shift rate, an iterative correction is applied to α according to

$$\alpha_{i+2} = \alpha_{i+1} + K\frac{2B_i}{1 + B_i^2}A_i, \tag{7}$$

where K is a positive gain. Here $\frac{2B_i}{1+B_i^2}$ is used as a pseudo-inverse of bB_i with $b \approx 1/2$, in order to prevent the correction from diverging when B_i is close to zero. Choosing $K < 1/T^2$ guarantees the stability of the servo loop.

4.4. Adaptation of the non-linear lock

When phase fluctuations are significantly less than 1 rad, B_i becomes much smaller than 1 (note that B_i is null in the absence of vibration noise, which implies that the lock scheme does not work, as it is not able to steer the chirp rate), so that $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ is not a good pseudo-inverse of B_i. This decreases the effective gain of the loop, which can be compensated for either by increasing K or by replacing $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ with $\frac{B_i}{\sigma_B^2+B_i^2}$, where σ_B is the standard deviation of the B_is.

The scheme is then to be modified by adding extra phase shifts in order to increase the sensitivity to phase fluctuations. A simple phase modulation of $\pm\pi/2$, which implies that the interferometer operates alternately at the right and left sides of the central fringe, is not sufficient, as in that case B_i is still null for null vibration noise. With a three-phase modulation $(-\pi/2, 0, \pi/2)$, $B_i = 1$ for null vibration noise, and replacing $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ with $\frac{B_i}{\sigma_B^2+B^2+B_i^2}$, with B the mean of B_is, guarantees the full efficiency of the lock, whatever the amplitude of vibration noise.

The lock technique can be further modified to first determine and servo the vibration phase coefficients η_j. The phase of the interferometer is $e + S_i + \delta\phi_i$, where $\delta\phi_i$ is a controlled additional phase shift (alternately $-\pi/2, 0, \pi/2$), and the vibration phase S_i is (best approximated by) $\Sigma\eta_j\phi^S_{{\rm vib},j}$, where $j = x, y, z$ and $\phi^S_{{\rm vib},j}$ is the phase shift calculated from the seismometer data along axis j. At the ith measurement, S_i is calculated by $\sum_{j=1}^3\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}$, where $\eta_{j,i} = \eta_j - \delta\eta_{j,i}$. P_i is thus given by

$$P_i = a - b\cos\left(\delta\phi_i + \sum_{j=1}^3\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i} + e + \sum_{j=1}^3\delta\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}\right),$$

$$P_i = a - b\left(\cos S_i - \left(e + \sum_{j=1}^3\delta\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}\right)\sin S_i\right),$$

where $S_i = \delta\phi_i + \sum_{j=1}^3\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}$.

Generalizing the algebra above, one gets

$$b\left(B_ie + \sum_{j=1}^3 C_{j,i}\delta\eta_{j,i}\right) = A_i, \tag{8}$$

where

$$\begin{aligned} C_{j,i} &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(\phi^S_{{\rm vib},j,i-1}\sin S_{i-1} - \phi^S_{{\rm vib},j,i}\sin S_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(\phi^S_{{\rm vib},j,i+1}\sin S_{i+1} \\ &\quad - \phi^S_{{\rm vib},j,i}\sin S_i). \end{aligned}$$

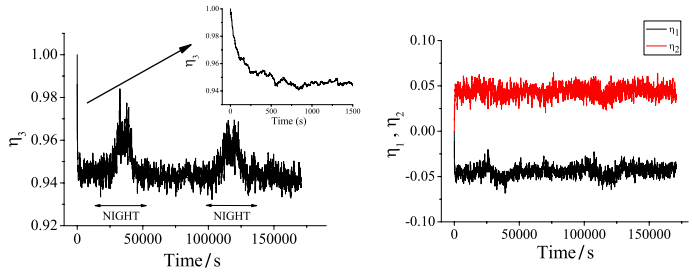

Figure 5. Evolution of the vibration phase coefficients, during a measurement realized using the non-linear lock scheme, with initial settings $\eta_{j,0} = (0, 0, 1)$. The graph on the left (respectively, right) displays the vertical (respectively, horizontal) phase coefficient(s).

Chirp rates and vibration phase coefficients are then corrected according to

$$\alpha_{i+2} = \alpha_{i+1} + K \frac{B_i}{\sigma_B^2 + B^2 + B_i^2} A_i,$$

$$\eta_{j,i+2} = \eta_{j,i+1} + L_j \frac{C_{j,i}}{\sigma_{C_j}^2 + C_{j,i}^2} A_i,$$

where L_j is the gain for direction j. Such non-linear feedback and estimation algorithms are inspired from Lyapounov stability theory, for the main loop given by equation (7), and adaptive techniques, for the estimation of parameters η_j (see [22] for a tutorial presentation of such techniques and [23] for a more advanced one).

Figure 5 displays the evolution of the vibration phase coefficients during a two-day measurement. The time constant of the lock is about 200 s (see inset). Note that the vertical phase coefficient η_3 differs significantly from 1 and is different at day and night times, which can be attributed to a change in the vibration noise PSD. Moreover, the lock converges towards horizontal phase coefficients of about 5%, in agreement with the values previously determined with the fit.

4.5. Comparison of the two techniques

Figure 6 displays the Allan standard deviation of g fluctuations for $2T = 100$ ms, with the two techniques described above (fringe fitting and non-linear lock), during day and night times. The vibration phase shifts were calculated from the 3D signals, using the optimal delay of 4.6 ms.

We obtain equivalent sensitivities at 1 s of $2.7 \times 10^{-7} g$ (respectively $1.8 \times 10^{-7} g$) with the non-linear lock (respectively fringe fitting) technique during the day and $8.5 \times 10^{-8} g$ (respectively $5.5 \times 10^{-8} g$) during the night. We find that the fit of the fringes is slightly better than the lock technique, by about 50%. The efficiency in removing vibration noise from the gravimeter signal can be calculated from the ratio of the sensitivities obtained here with the calculated contribution of the vibration noise (see section 2.3). A gain from 11 to 25 is obtained depending on the technique and noise conditions.

Best sensitivities are obtained during night measurements, as the vibration noise in the 1 Hz to 10 Hz band is significantly lower. We reach at best an equivalent sensitivity as low as

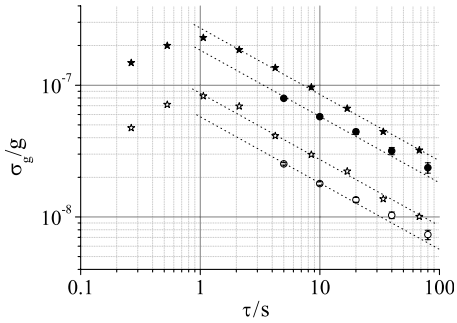

Figure 6. Allan standard deviation of g fluctuations versus averaging time. Measurements with the non-linear lock technique at day (respectively, at night) are displayed as full stars (respectively, open stars). Measurements with the fringe fitting technique at day (respectively, at night) are displayed as full circles (respectively, open circles).

$5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s when fitting fringes, which is only 4 times worse than our best reported value with the platform floating [12] and only twice as large as the sensitivity obtained in our laboratory with a commercial FG-5 corner cube gravimeter [2] in the same vibration noise conditions.

These two techniques were also compared in a numerical simulation, where the phase of the interferometer was generated randomly as the sum of two independent terms $\phi = \phi_1 + \phi_2$, with Gaussian distribution of standard deviations σ_1 and σ_2. ϕ_1 simulates the vibration phase noise measured by the seismometer ϕ_{vib}^S and ϕ_2 the phase difference between the real vibration phase noise and ϕ_{vib}^S. We then implemented the two techniques with such simulated data, with $\sigma_2 = 0.02$ rad and with σ_1 ranging from 0.06 rad to 30 rad. For each technique, we find the corresponding sensitivity of the interferometer at 1 shot σ_Φ and calculate a normalized sensitivity by dividing σ_Φ with σ_2. We verified that this normalized sensitivity does not depend on σ_2. The results of the simulations are displayed in figure 7 and for both techniques the normalized sensitivity exhibits the same behaviour. It increases for vibration noise larger than a few hundred millirads, for which linear approximation of the transition probability is no longer valid, and finally saturates for large vibration noise. This degradation is due to the non-linearity of the transition probability versus interferometer

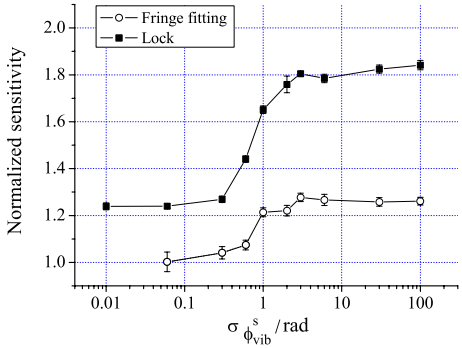

Figure 7. Numerical simulation of the normalized sensitivity of the interferometer as a function of the vibration noise standard deviation. Black squares (respectively, open circles) display the sensitivity degradation for the non-linear lock (respectively, fringe fitting) technique.

phase: measurements at top and bottom of the fringes have no sensitivity to phase fluctuations. The simulation confirms that this degradation is higher for the lock technique than for the fringe fitting technique, as observed in the measurements. In particular, for $\sigma_2 = 3$ rad, which corresponds roughly to day conditions, we find normalized sensitivities of 1.28 and 1.80 for the fringe fitting and lock techniques. The ratio of the sensitivities is thus 1.4, in reasonable agreement with the measurements.

4.6. Investigation of systematic effects

It is important to verify that the techniques presented here provide an accurate measurement of the interferometer phase, free from any bias. The lock procedure, which is intrinsically non-linear, could in principle induce such a bias. The numerical simulation indicates that neither of the two techniques suffers from such systematics. This was confirmed experimentally by performing differential measurements, alternating the standard integration technique described in section 2.2 with the lock procedure described in section 4.4, in the case where the platform was ON and thus the noise level low. The difference between the two techniques was found to be 0.3 μGal ± 0.8 μGal, which is consistent with no bias. Moreover, the two techniques were compared together during the day with the platform OFF, which corresponds to a noise level of $\sigma_{\phi^s_{\rm vib}} = 3$ rad. The difference for a 6 h measurement was found to be −2 mrad ± 4 mrad, which corresponds to −5 μGal ± 10 μGal, which is also consistent with no bias.

4.7. Interest of the non-linear lock procedure

The main advantage of the non-linear lock scheme is a better time resolution. Indeed, the time constant of the lock loop can be reduced to a few cycles only, so that a time constant $\leqslant$1 s can be reached. In comparison, fitting the fringes requires to fit data in packets of at least 20 cycles for optimal sensitivity, which reduces the time resolution to about 5 s. Both techniques can operate with low vibration noise. Indeed, the fit of the fringes can also be adapted by modifying the phase modulation to add measurements performed at the top and bottom of the interferometer, in order to constrain the sinusoidal fit (in doing so sensitivity will as well be degraded because these measurements are not sensitive to phase fluctuations). We finally illustrate the efficiency of the lock algorithm by demonstrating its robustness versus large changes in the vibration noise. Figure 8 displays the measurement during an earthquake of magnitude 7.7 that occurred in China on 20 March 2008. The gravimeter efficiently detects the occurrence of seismic waves, of period about 20 s. As our seismometer, of long period 30 s only, measures these vibrations with a large phase lag of about 1 rad, they are not efficiently removed from the gravimeter phase shift by the lock algorithm. They thus appear as a clear and well-resolved signal in the gravimeter data. This demonstrates the robustness of our system versus large excitations, which is not the case for traditional absolute corner cube gravimeters, which have neither adequate repetition rate (usually about 0.1 Hz) nor sufficient dynamic range, due to the finite range of the superspring mechanism. Note that the use of a longer period seismometer would in principle allow removal of these low frequency vibrations from the gravimeter data.

5. Conclusion

In this paper, we demonstrate that an atom interferometer can reach high sensitivities without vibration isolation, when using an independent measurement of vibrations by a low noise seismometer. We develop here several measurement protocols that allow determination of the mean phase of the interferometer, even when the interferometer phase noise amplitude exceeds 2π. In particular, fitting the fringes scanned by vibration noise allows one to reach a sensitivity as low as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s during night measurements. This performance is obtained with a rather short interaction time ($2T = 100$ ms), for which the vertical length of the interferometer corresponds to a few centimetres only.

The techniques presented here are of interest for the realization of a portable atom gravimeter, with potential application to geophysics and gravity measurements in noisy environments. A compact gravimeter associated with a good ac accelerometer and operating at a high repetition rate would reach fairly high sensitivities, without much hardware isolation against ground vibrations. Moreover, in contrast to other classical instruments, such as ballistic corner cube gravimeters, a high sensitivity would still be reached in the presence of earthquakes, if using a long period seismometer (100 s) to measure vibration noise. The technique demonstrated here could, for instance, be of interest for applications of atom interferometers to mobile gravimetry, in strap-down configuration.

More generally, these techniques can be extended to differential measurements with atom interferometers, such as gradiometers and cold atom gyroscopes. In particular, the phase difference can easily be extracted from the fits of the

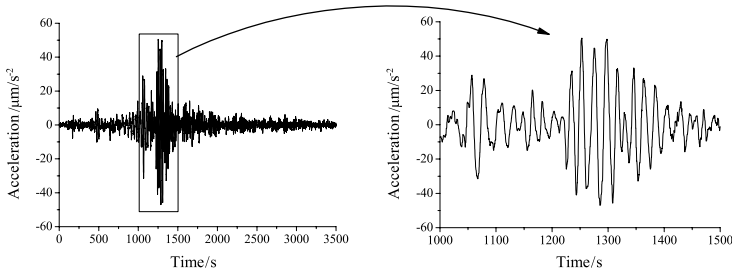

Figure 8. Fluctuations of the gravimeter signal during the earthquake of magnitude 7.7 that occurred in China on March 20, 2008. Data were obtained with the non-linear lock procedure.

two interference patterns. Much interest in these techniques lies in the ability to extend the dynamic range of the sensors and to extract the inertial phase without bias.

Acknowledgments

We would like to thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (FINAQS) for financial support. QB and JLG, respectively, thank CNES and DGA for supporting their work.

References

[1] Bordé Ch J 1989 Atomic interferometry with internal state labeling *Phys. Lett.* A **140** 10
[2] Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, Hilt R and Klopping F 1995 A new generation of absolute gravimeters *Metrologia* **32** 159–80
[3] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M and Kasevich M A 2007 Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity *Science* **315** 74–7
[4] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, Prevedelli M and Tino G M 2008 Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801
[5] Wicht A, Hensley J M, Sarajlic E and Chu S 2002 A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry *Phys. Scr.* **T102** 82–8
[6] Cladé P, de Mirandes E, Cadoret M, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Nez F, Julien L and Biraben F 2006 Determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice *Phys. Rev. Lett.* **96** 033001
[7] Jacquey M, Büchner M, Trénec G and Vigué J 2007 First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves *Phys. Rev. Lett.* **98** 240405
[8] Kasevich M and Chu S 1991 Atomic interferometry using stimulated Raman transitions *Phys. Rev. Lett.* **67** 181–4
[9] Canuel B, Leduc F, Holleville D, Gauguet A, Fils J, Virdis A, Clairon A, Dimarcq N, Bordé Ch J, Landragin A and Bouyer P 2006 Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry *Phys. Rev. Lett.* **97** 010402
[10] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia* **38** 25–61
[11] Hensley J M, Peters A and Chu S 1999 Active low frequency vertical vibration isolation *J. Sci. Instrum.* **70** 2735–41
[12] Le Gouët J, Mehlstäubler T E, Kim J, Merlet S, Clairon A, Landragin A, Pereira Dos Santos F 2008 Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter *Appl. Phys.* B **92** 133–44
[13] Müller H, Chiow S, Herrmann S, Chu S and Chung K Y 2008 Atom-interferometry tests of the isotropy of post-Newtonian gravity *Phys. Rev. Lett.* **100** 180405
[14] Canuteson E, Zumberge M and Hanson J 1997 An absolute method of vertical seismometer calibration by reference to a falling mass with application to the measurement of the gain *Bull. Seismol. Soc. Am.* **87** 484–93
[15] Brown J M, Niebauer T M and Klingele E 2001 Towards a dynamic absolute gravity system *Gravity, Geoid, and Geodynamics 2000, Int. Assoc. Geodesy (Banff, Canada, 31 July–4 August 2000)* vol 123 pp 223–8
[16] Genevès G *et al* 2005 The BNM Watt balance project *IEEE Trans. Instrum Meas.* **54** 850–3
[17] Merlet S, Kopaev A, Diament M, Genevès G, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project *Metrologia* **45** 265–74
[18] Cheinet P, Pereira Dos Santos F, Petelski T, Le Gouët J, Kim J, Therkildsen K T, Clairon A and Landragin A 2006 Compact laser system for atom interferometry *Appl. Phys.* B **84** 643–6
[19] Bordé Ch J 2001 Theoretical tools for atom optics and interferometry *C.R. Acad. Sci. Paris, Série IV* **2** 509–30
[20] Baillard X, Gauguet A, Bize S, Lemonde P, Laurent Ph, Clairon A and Rosenbusch P 2006 Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers *Opt. Commun.* **266** 609–13
[21] Cheinet P, Canuel B, Pereira Dos Santos F, Gauguet A, Leduc F and Landragin A 2008 Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57** 1141–8
[22] Slotine J J E and Li J W 1991 *Applied Nonlinear Control* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall)
[23] Khalil H K 1992 *Nonlinear Systems* (London: MacMillan)

PHYSICAL REVIEW A **81**, 013617 (2010)

Double diffraction in an atomic gravimeter

N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos*
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France
(Received 28 August 2009; revised manuscript received 19 November 2009; published 20 January 2010)

We demonstrate the realization of a scheme for cold-atom gravimetry based on the recently demonstrated use of double-diffraction beam splitters [T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Phys. Rev. Lett. **103**, 080405 (2009)], where the use of two retro-reflected Raman beams allows symmetric diffraction in $\pm\hbar k_{\rm eff}$ momenta. Although in principle restricted to the case of zero Doppler shift, for which the two pairs of Raman beams are simultaneously resonant, such diffraction pulses can remain efficient on atoms with nonzero velocity, such as in a gravimeter, when the frequency of one of the two Raman laser sources is modulated. Such pulses are used to realize an interferometer insensitive to laser phase noise and some of the dominant systematics. This approach reduces the technical requirements and would allow the realization of a simple atomic gravimeter. A sensitivity of $1.2 \times 10^{-7} g$ per shot is demonstrated.

DOI: 10.1103/PhysRevA.81.013617 PACS number(s): 03.75.Dg, 37.10.Vz, 37.25.+k, 06.30.Gv

I. INTRODUCTION

Over the past decade, atom interferometry has been increasingly applied to the inertial sensor domain so that state-of-the-art atom gravimeters have reached sensitivities comparable to commercial ones [1,2]. The number of possible applications of gravimetry, ranging from fundamental physics [3,4], metrology [5,6], and geophysics to industrial-related applications, such as navigation and underground prospection, have stimulated research toward higher sensitivity, stability, and overall performance of atomic inertial sensors and toward more compact and movable systems. The present experimental setup, exploiting an atomic interferometer with Raman transitions [7], was originally developed as a prototype for the French watt balance experiment [5], aiming for both high accuracy and discrete portability (interferometer interaction length of a few centimeters only) which, on the other hand, reduces the sensitivity of the interferometer by limiting the interaction time.

A possible solution for increasing the sensitivity of the interferometers is to increase the separation between the atomic wave packets leaving the first beam splitter of the interferometer, thus enlarging the separation of the arms. Material gratings [8], magneto-optical beam splitters [9,10], momentum transfer by adiabatic passage [11], Kapitza-Dirac [12] and Bragg diffraction [13,14] with recent development [15], Bloch oscillations [16,17], and finally Doppler-free double diffraction in Raman configuration [18] have been implemented for obtaining a coherently larger separation angle of the atomic wave packets.

This article shows how the double diffraction scheme described in [18] can be extended to the case of an atomic gravimeter, despite the increasing Doppler shift due to gravity. This scheme essentially consists of the transfer of the same amount of photon momentum $2\hbar k$ in opposite directions from the Raman lasers to both arms of the interferometer, where k is the wave vector of the Raman lasers. This doubles the separation between the atomic wave packets with respect to the usual configuration of an interferometer based on Raman transitions [7] where only one arm gains the momentum transfer. It thus allows an increase in both the intrinsic sensitivity of the interferometer and, thus, the sensitivity to g when the interferometer phase noise is limited by the detection noise or the electronic phase noise of the Raman laser phase difference. When the interferometer noise is dominated by parasitic vibrations, no gain in sensitivity to g is expected. Another advantage of this scheme is to relax the requirements on subsystems such as the phase noise of the microwave reference or the efficiency of magnetic shielding.

II. DOUBLE DIFFRACTION

The Raman transitions couple the two hyperfine ground states of ^{87}Rb atoms ($|g\rangle$ and $|e\rangle$) by using two lasers with frequencies (labeled ω_1 and ω_2) that are detuned to the red of the D_2 line so that the frequency difference between the lasers matches the hyperfine transition frequency.

In this experiment, the two Raman beams are overlapped on a polarizing beam splitter with orthogonal linear polarizations and are injected in the same polarization-maintaining fiber to be sent to the vacuum chamber. At the output of the fiber, the beams pass through a quarter-wave plate, which turns the two polarizations into opposite circular polarizations. These beams are then finally retro-reflected after passing through a second quarter-wave plate. For the two-photon transitions $|F=2, m_F=0\rangle \rightarrow |F=1, m_F=0\rangle$, there are thus two pairs of beams (with polarizations σ^+, σ^+ and σ^-, σ^-) which can drive the counterpropagating Raman transitions with effective wave vectors $\pm\mathbf{k}_{\rm eff} = \pm(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. The ground state $|g, \mathbf{p}\rangle$ is thus coupled to $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\rm eff}\rangle$ by one of the pairs and to $|e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\rm eff}\rangle$ by the other pair.

In the absence of Doppler shift, both pairs are simultaneously resonant so that the atomic population is diffracted into two states $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\rm eff}\rangle$. This degeneracy was recently used to realize an interferometer for which the difference between the momenta in the two arms is $2\hbar\mathbf{k}_{\rm eff}$. This scheme increases the inertial sensitivity by a factor of 2 and can be combined with extra Raman pulses to further increase the area of the interferometer [18].

In this article, however, we generalize the previous scheme to atoms with nonzero Doppler shift, allowing the realization

*franck.pereira@obspm.fr

 ©2010 The American Physical Society

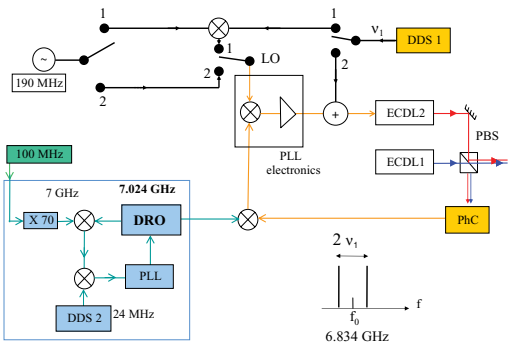

FIG. 1. (Color online) Scheme of the phase-lock loop (PLL). In case 1, the modulation is carried by the local oscillator (LO). In case 2, it is applied directly onto the current of the extended cavity diode laser (ECDL). DRO, dielectric resonator oscillator; PhC, photoconductor.

of an interferometer for gravity measurements. In order to ensure simultaneous resonance with the two transitions while the atoms are free falling, a third frequency is required in the Raman beams. Keeping a two-laser-beam geometry, the three different frequencies can be gained by modulating one of the two lasers to generate sidebands with adjustable separation. Sweeping the modulation frequency allows the resonance condition of the falling atoms to be fulfilled.

Figure 1 displays a scheme of the phase-lock loop (PLL) used to servo the phase difference between the lasers. Modulation of the laser was realized with two different techniques: using a modulated local oscillator (LO) or by adding a modulation on the current of the diode laser. In the first case, the modulated LO is generated by mixing a rf synthesizer at 190 MHz with a direct digital synthesizer (DDS1) whose frequency ν_1 matches the Doppler shift. The LO then contains two frequencies: $190 \pm \nu_1$ MHz. The PLL can efficiently copy the modulated signal onto the frequency difference between the lasers as long as the modulation frequency is smaller than the bandwidth of the PLL (about 4 MHz).

In the second case, the modulation is obtained by directly modulating the current of the diode. Since the PLL effectively works against this modulation, but with a finite gain, an efficient frequency modulation can still be obtained by adjusting the amplitude of the modulation signal. In practice, the modulation amplitude is set to minimize the carrier (more than 40 dB rejection) in order to reduce the influence of parasitic copropagating transitions. Such transitions, although in principle forbidden by polarization selection rules, would still occur due to the relatively small detuning of the carrier (shifted by the recoil frequency ω_R) and imperfections in the polarizations of the Raman beams.

In the standard configuration, the frequency difference between the lasers can then be adjusted at will using either DDS1, which is then used directly as the LO for the phase comparison, or DDS2. In the cases studied here, modifying DDS2 changes the average frequency difference, whereas changing DDS1 modifies the spacing between the sidebands.

A. Experimental setup

The experiment was carried out in the gravimeter setup described in detail in [2,19]. In this compact experimental setup, cold ^{87}Rb atoms are first trapped in a three-dimensional magneto-optical trap (MOT) for a duration of 300 ms. With respect to [2], where a two-dimensional MOT was used, atoms are loaded directly from a background Rb vapor. Atoms are further cooled during a brief optical molasses phase before being released by switching off the cooling lasers. A sequence of microwave and optical pulses is then used to select atoms in the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ state. A selection pulse using a standard Raman pulse (diffraction in only one direction) is applied during this sequence in order to reduce the width of the velocity distribution before the atoms experience the interferometer. During their free fall over a few centimeters, the interferometer is obtained by pulsing counterpropagating Raman lasers in the vertical direction. A three-pulse sequence allows splitting, deflection, and recombination of the atomic wave packets. These three successive Raman pulses are separated by the free evolution times of up to $T = 50$ ms. After the interferometer, the populations in the two hyperfine states are measured using a fluorescence detection technique [2].

B. Spectroscopy and Rabi oscillations

As a first step of our investigation, we realize the spectroscopy of the Raman transition. For this measurement, the duration of the selection pulse is set to 120 μs. After the selection, we apply a relatively long single "double-diffraction" Raman pulse of 110 μs, which occurs 17 ms after releasing the atoms from the molasses. The Raman laser intensities are adjusted in order to maximize the transfer efficiency at resonance. Figure 2 displays the measured transition probability as a function of the frequency of DDS2 for three different modulation frequencies: 350, 370, and 375 kHz. At 350 and 370 kHz, two peaks are observed that correspond to individual resonance with one of the two sidebands. For this measurement, the modulation was applied

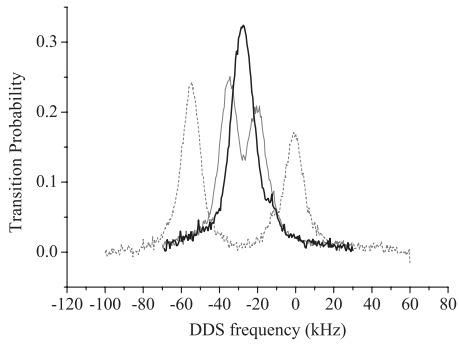

FIG. 2. Raman resonance spectra, obtained by scanning the average Raman frequency DDS2, across the resonance, for three different modulation frequencies: 350 kHz (dashed line), 370 kHz (thin line), and 375 kHz (thick line). At 375 kHz, a single peak is observed, indicating that the two resonance conditions for diffracting up and down are satisfied.

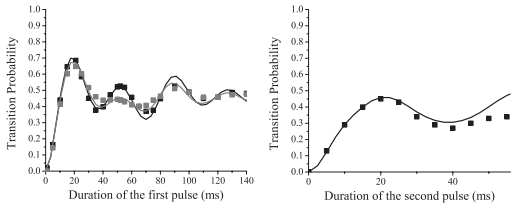

FIG. 3. Transfer efficiency of a double-diffraction pulse. Squares depict measured values and lines are the results of the numerical simulation. Left: first pulse, for atoms selected with standard Raman pulses of duration 23 μs (gray squares and line) and 60 μs (black squares and line). Right: second pulse after a first pulse of duration 18 μs and a pusher beam.

to the diode laser current, which typically results in asymmetric sidebands, as it is evident from the data. This asymmetry results from the cumulative effects of phase and amplitude modulation. At 375 kHz, these two peaks merge, indicating that the two sidebands are simultaneously resonant. Therefore, they are able to diffract atoms in the states $|p \pm \hbar k_{\mathrm{eff}}\rangle$ at the same time.

Having selected the most efficient modulation frequency, 375 kHz, we measured, for atoms that have been velocity selected, the transition probability as a function of the Raman pulse duration at the maximum power available. The left-hand panel of Fig. 3 displays the measurements of the transition probability for two different preselecting Raman transitions of duration 23 and 60 μs (gray and black squares, respectively). A maximum transfer efficiency of about 70% is obtained for a first pulse of duration 18 μs.

After a first pulse of duration 18 μs, atoms left in $|F=2\rangle$ are cleared by a pulse of a pusher beam, which is tuned on the $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ transition. A second Raman pulse is then performed, whose transfer efficiency versus duration is plotted in the right-hand panel of Fig. 3.

To discuss the physics of the double-diffraction process, we consider for simplicity the evolution of the quantum state within a three-states basis: $|g,\mathbf{p}\rangle$, $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$, $|e,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$. If the initial state is $|g,\mathbf{p}\rangle$, the transition probability undergoes Rabi oscillations between the two states $|g,\mathbf{p}\rangle$ and $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle + |e,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$, with a Rabi frequency Ω_{dd}. An 18-μs-long pulse thus corresponds for our experimental parameters to a π pulse of this oscillation. If now the initial state is $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$, there is a Rabi oscillation between the two states $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$ and $|e,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$ at the frequency $\Omega_{\mathrm{dd}}/2$. With respect to this second Rabi oscillation, the second pulse of the interferometer is a π pulse, whereas it is a 2π pulse with respect the first Rabi oscillation.

In practice, the evolution of the transition probability versus pulse duration is found to differ significantly from the expected sinusoidal dependance of the Rabi oscillations. In particular, the limited efficiency of the second pulse reduces the contrast of the interferometer, which is evident from the data. This deviation from the sinusoidal behavior arises from averaging over the initial vertical velocity distribution, couplings to higher momenta states and spontaneous emission. (The preceding discussion holds only for perfectly resonant plane waves.) We performed the numerical calculation of the evolution of the transition probability, taking into account these effects and extending the basis to the five lowest coupled momenta states. The results of this numerical model are displayed as lines in Fig. 3 for comparison with the experimental data points. The calculations explain the observed behaviors fairly well. In particular, averaging over the initial velocity is the dominant contribution to the imperfection of the double-diffraction pulses.

III. THE INTERFEROMETER

A sequence of three double-diffraction Raman transitions finally allows a double-diffraction interferometer to be realized whose geometry is displayed in Fig. 4. After the first (and eventually the second) pulse, a pulse of pusher beam, resonant with the $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$, clears the atoms in $|F=2\rangle$. This prevents the formation of parasitic interferometers with the atoms initially left in $|F=2\rangle$.

The phase of the interferometer can be scanned by changing the chirp rate a applied to DDS1 in order to compensate for the increasing Doppler shift and, thus, to keep the Raman lasers on resonance. Figure 5 displays several interferometer fringe patterns obtained by scanning the chirp rate a, depending on whether a clearing pulse is applied. For this data set, sidebands are produced using a modulated LO and the total interferometer time is set to $2T = 2$ ms. The thick solid line corresponds to the case of a three-pulse interferometer (of durations 18-36-18 μs), with a pulse of pusher beam immediately after the first pulse. As expected for a double-diffraction interferometer, the fringe spacing scales as $2aT^2$. We also checked that the phase of this double-diffraction interferometer is insensitive to a phase jump of the Raman laser

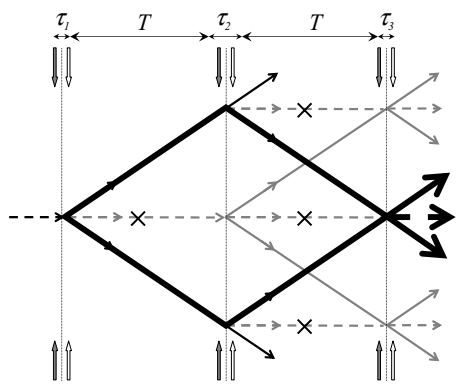

FIG. 4. Scheme of the interferometer, realized with a sequence of three double-diffraction pulses of durations τ_i, separated by free evolutions of duration T. Small arrows represent the retro-reflected Raman lasers. Thick lines represent the two interfering paths that create the double-diffraction interferometer. Thin lines represent parasitic paths, which eventually interfere to create parasitic interferometers. Crosses have been put on the paths removed by pusher beam pulses. Solid (dashed) lines represent partial wave packets in state $|e\rangle$ ($|g\rangle$).

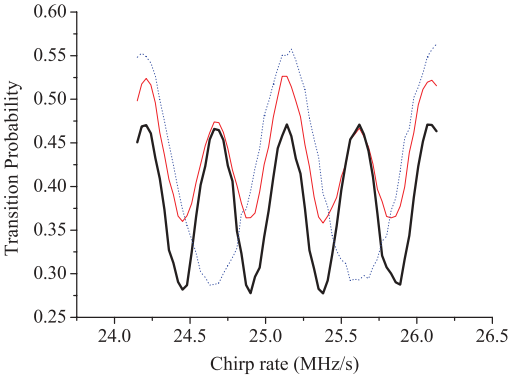

FIG. 5. (Color online) Fringe patterns obtained during modulation of the local oscillator for $2T = 2$ ms: double-diffraction interferometer with pulse sequence 18-36-18 μs (thick solid line), same pulse sequence without pusher pulse (thin solid line), and half-duration Raman pulses (dashed line).

phase difference. The thin solid line corresponds to the same Raman laser pulse sequence, except that the pusher pulse is not used. The fringe pattern exhibits beats between two different fringe spacings, which scale respectively as aT^2 and $2aT^2$. If the pulse durations are reduced by a factor of 2, half-area parasitic interferometers (shown with dashed lines in Fig. 5) dominate the fringe pattern.

The contrast of the interferometer is measured for the two modulation techniques as a function of the interferometer duration $2T$. The results, obtained using two pusher pulses, are displayed in Fig. 6. The contrast is defined here as the difference between the minimum and the maximum of the transition probability. When expressed in percent, it is this difference multiplied by 100. We find a rapid decrease of the contrast with interaction time for the modulated LO case because of the finite bandwidth of the PLL, which is about

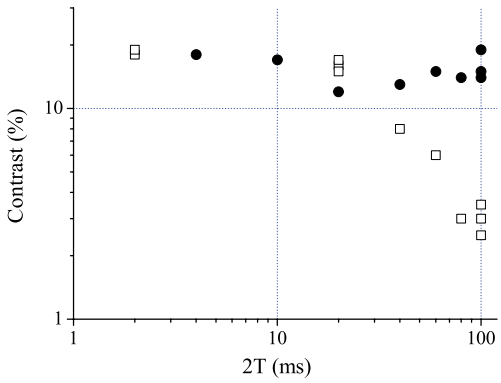

FIG. 6. (Color online) Evolution of the contrast of the interferometer versus total interferometer duration $2T$ for two different techniques: modulated local oscillator (open squares) and modulation of the laser current (solid circles).

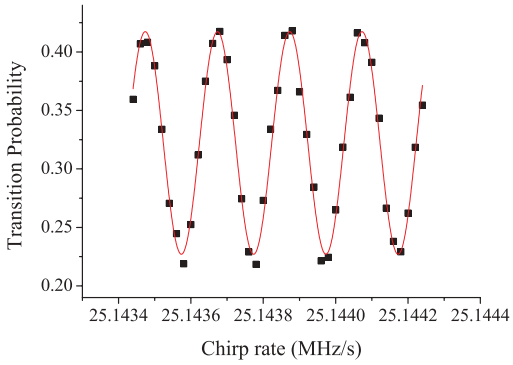

FIG. 7. (Color online) Double-diffraction interferometer fringe pattern, obtained using the current modulation technique, for a total interferometer duration of $2T = 100$ ms.

4 MHz. This decay would be less pronounced if the bandwidth of the PLL was increased, for instance, by using a laser with an intracavity electro-optical modulator (EOM) [20]. In the case where sidebands are produced by modulating the current, the contrast remains almost constant, on the order of 20%. In the latter case, the contrast was found to depend strongly on the operating point of the laser and especially on the tuning sensitivity versus current, which depends on the proximity of mode hops in the laser frequency.

Figure 7 shows an interferometer pattern with $2T = 100$ ms and $\tau = 18$ μs. The contrast is 19%. The number of detected atoms is 2×10^5. The signal-to-noise ratio measured at midfringe is $1/\sigma_{\text{phi}} = 10$, which corresponds to a sensitivity of $1.2 \times 10^{-7} g$ per shot. The influence of residual vibrations is reduced thanks to the combination of a passive isolation platform and a postcorrection scheme using the independent measurement of vibrations with a low noise sismometer [2]. Averaging such a fringe pattern for about an hour allows a high-resolution search for the eventual contribution of a single area parasitic interferometer. Removing the result of a sinusoidal fit with $2aT^2$ scaling reveals well-resolved residuals of aT^2 scaling, whose amplitude is about 1% of the amplitude of the fringes. We believe such parasitic contributions arise from residual copropagating transitions due to imperfect extinction of the carrier.

IV. SYSTEMATICS

In principle, the phase of the interferometer should be insensitive to magnetic field and AC Stark shifts gradients and temporal fluctuations as the two partial wave packets propagate in the same internal state in the two arms of the interferometer. Measurements of the average interferometer phase as a function of the Raman beam intensities are displayed in Fig. 8. The duration of the Raman pulses are adjusted to keep the product $\Omega\tau$ constant. Well-resolved shifts are observed, whose scaling with power does not follow a simple linear dependence. The observed behavior was found to be robust versus changes in the width of the selected velocity class. These phase shifts might be due to the presence of higher-order

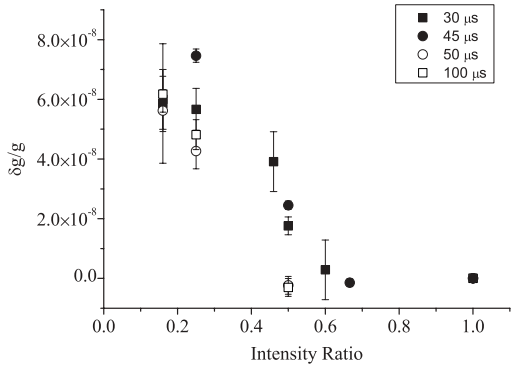

FIG. 8. Relative shift of the interferometer phase as a function of the Raman beam intensity. The intensity is normalized to the maximum intensity available, for which maximum transfer efficiency of a single pulse corresponds to a duration of 18 μs. The different symbols correspond to different durations of the selection pulse.

sidebands, which shift the Raman resonance conditions. A detailed analysis of this effect, which is beyond the scope of this article, deserves further investigation.

V. CONCLUSION

We extend the interferometer scheme based on double diffraction of [18] to the case of a vertical accelerometer. This interferometer geometry results in a factor-of-2 increase of the scale factor and a reduced sensitivity to phase noise and systematics with respect to the traditional geometry. Two different methods are studied, using either a double-frequency LO in the PLL or a modulation of the frequency of one of the two Raman lasers. The best results are obtained with the latter technique, in which the two lowest-order sidebands are used to ensure simultaneous resonance of Raman transitions with effective wave vectors in the up or down directions. This approach allows a good contrast of 19% to be reached for an interferometer of duration $2T = 100$ ms, and a sensitivity of $1.2 \times 10^{-7} g$ per shot for a repetition rate of about 2 Hz. The disadvantages of this last method are parasitic transitions induced by the carrier frequency and light shifts induced by the higher-order sidebands. These drawbacks could be avoided, for instance, by using three independent lasers to generate the three required frequencies. Alternatively, the required frequencies could be obtained by phase modulating a single laser with an EOM, using a two-frequency microwave reference signal. Finally, a further increase of the scale factor can easily be realized with multi-$\hbar k$ beam splitters [18]. Such a geometry, which has increased sensitivity, could allow more compact sensors to be developed, with reduced complexity, as important constraints in the design of the experiment are relaxed by the insensitivity to magnetic field gradients and Raman laser phase noise.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids, the European Union (FINAQS Contract), and the European Science Foundation (EUROQUASAR project) for financial support. Q. B. thanks the Centre National d'Études Spatiales for supporting his work.

[1] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38**, 25 (2001).
[2] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B **92**, 133 (2008).
[3] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, Science **315**, 74 (2007).
[4] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
[5] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, and S. Topçu, IEEE Trans. Instrum. Meas. **54**, 850 (2005).
[6] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Geneves, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Metrologia **45**, 265 (2008).
[7] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[8] C. R. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, T. D. Hammond, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. A **51**, 3883 (1995).
[9] T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **71**, 3427 (1993).
[10] T. Schumm *et al.*, Nat. Phys. **1**, 57 (2005).
[11] M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **73**, 2563 (1994).
[12] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P. R. Berman, and B. Dubetsky, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997).
[13] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995).
[14] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
[15] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **100**, 180405 (2008).
[16] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, Phys. Rev. Lett. **102**, 240402 (2009).
[17] H. Müller, S.-W. Chiow, S. Herrmann, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **102**, 240403 (2009).
[18] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Phys. Rev. Lett. **103**, 080405 (2009).
[19] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin, Appl. Phys. B **84**, 643 (2006).
[20] J. Le Gouët, J. Kim, C. Bourassin-Bouchet, M. Lours, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Opt. Commun. **282**, 977 (2009).

APPLIED PHYSICS LETTERS **96**, 134101 (2010)

A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam

Q. Bodart,[1] S. Merlet,[1] N. Malossi,[1] F. Pereira Dos Santos,[1] P. Bouyer,[2] and A. Landragin[1,a)]
[1]*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*
[2]*Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS et Univ Paris Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France*

(Received 17 December 2009; accepted 5 March 2010; published online 29 March 2010)

We demonstrate a scheme for realizing a compact cold atom gravimeter. The use of a hollow pyramidal configuration allows to achieve all functions: trapping, interferometer and detection with a unique laser beam leading to a drastic reduction in complexity and volume. In particular, we demonstrate a relative sensitivity to acceleration of gravity (g) of 1.7×10^{-7} at one second, with a moderate laser power of 50 mW. This simple geometry combined to such a high sensitivity opens wide perspectives for practical applications. © *2010 American Institute of Physics*.
[doi:10.1063/1.3373917]

Gravimeters, based on atoms interferometry, measure the earth's gravity as a phase shift between two paths of matter waves.[1] Applications of such sensitive gravimeters cover numerous fields, from fundamental physics[2–5] to navigation and geophysics. However transportable interferometers are required for foreseen applications in the field of navigation and gravity field mapping.[6] In this paper, we show that an atom interferometer based on Raman transitions[7] can be realized exploiting an hollow pyramid. This geometry enables a drastic reduction in complexity of atomic gravimeters, replacing all laser beams (typically nine independent beams[1,8]) by only one. Its permits building much more compact instruments with moderate laser power and with performances comparable to state of the art sensors. Pyramidal magneto-optical traps (MOT) (Ref. 9) have been introduced to reduce the size and simplify cold atoms experiments since they require a single laser beam. They have been used for different kinds of alkali atoms in various experiments, with a hole at the vertex for generating continuous beams,[10–12] for direct loading of three-dimensional (3D) MOTs,[13] for quantum gases experiments[14] and eventually in microscopic pyramids on atom chips.[15] In our experiment, the many reflections of the single incident beam onto the four mirrors of the hollow pyramid allow to obtain the needed polarizations not only for trapping the atoms inside the pyramid but also for efficiently driving the Raman transitions and for detecting the atoms.[16]

We first briefly describe the experimental setup, pictured in Fig. 1, and the principle of operation of the gravimeter. We load a magneto optical trap directly from a vapor of 3×10^{-9} hPa of Rubidium 87 (Rb). At each cycle, the pyramidal MOT traps typically 4×10^{6} atoms in 360 ms. After a molasses stage of 20 ms, we switch off the light adiabatically and let the atoms fall. We have measured by Raman velocimetry[17] a temperature of 2.5 μK, as low as the one obtained with the usual configuration based on six independent laser beams. In order to reduce the sensitivity to magnetic field, we select atoms in the $|F=1,m_F=0\rangle$ state, using a sequence of a micro-wave and pusher beam pulse at the beginning of the free fall. As soon as the atoms have left the pyramid, we perform a velocity selection in the vertical direction, leaving about 3×10^{5} cold atoms within state $|F=1,m_F=0\rangle$. Then we realize an interferometer with a $\pi/2-\pi-\pi/2$ sequence,[7] with an interrogation time of up to 80 ms. Thanks to the internal state labeling technique,[18] the interferometer phase shift is extracted from the measurement of the population in both output ports of the interferometer by laser-induced fluorescence on their associated internal states $|5S_{1/2},F=1\rangle$ and $|5S_{1/2},F=2\rangle$. The total sequence duration lasts 560 ms. In addition, the entire experiment is placed onto a passive isolation platform in order to reduce the influence of spurious vibrations.

The use of a single laser beam leads to many simplifications in the laser system as it avoids all optical elements for the splitting, transport and independent power control of many beams. This single beam is composed of two frequencies, whose difference corresponds to the microwave transition of the Rb ground levels (i.e., 6.8 GHz). The laser system consists in a simplified version of the one already described in detail in Ref. 19. We briefly recall here the main features. Two extended-cavity diode lasers are tuned respectively close to the $|5S_{1/2},F=1\rangle\rightarrow|5P_{3/2}\rangle$ and $|5S_{1/2},F=2\rangle\rightarrow|5P_{3/2}\rangle$ transitions at 780 nm. The laser frequencies are independently controlled thanks to a versatile electronic sys-

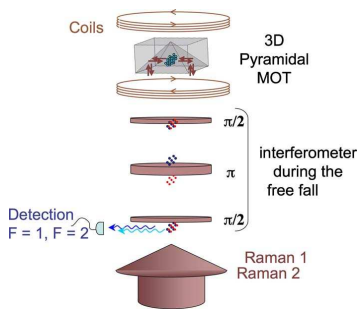

FIG. 1. (Color online) Experimental setup of the experiment; the two frequency collimated laser beam arrives from the bottom by one single fiber and cools down 1.2×10^{6} atoms to 2.5 μK. At each measurement cycle, these two laser frequencies are detuned to realize the Raman pulses of the interferometer. The total height from the top of the pyramid to the detection is 15 cm.

a)Electronic mail: arnaud.landragin@obspm.fr.

 © 2010 American Institute of Physics

Downloaded 08 Apr 2010 to 145.238.204.148. Redistribution subject to AIP license or copyright; see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

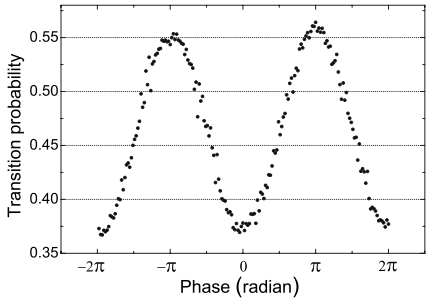

FIG. 2. Interferometer fringe pattern for a total interferometer time of 80 ms. Each point corresponds to a single measurement.

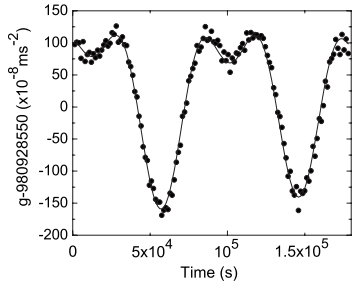

FIG. 3. Variation of Earth's gravity as a function of the time. The dots present experimental data averaged over 22 min. The line corresponds to predicted Earth's tides.

tem, based on beatnote measurements and frequency to voltage conversion. This system allows fast changes of the laser frequencies, from very close to resonance for the cooling phase to detuned by 151 MHz with respect to $|5P_{3/2},F'=1\rangle$ for the interferometer. These two laser beams are superimposed onto a polarizing beamsplitter cube, and finally injected into the same polarization-maintaining fiber with a 1:4 ratio. At the output of the fiber, the beam has a total power of 50 mW and is circularly polarized. It is collimated with a waist of 14 mm ($1/e^2$ radius) before entering the vacuum chamber from the bottom.

The inverted pyramid was manufactured[20] out of two glass corner cubes and two glass isosceles rectangular prisms glued together, on a pedestal. The corner cubes are glued on the four ridges in order to obtain right angles between the opposite faces inside the pyramid. We have controlled the angle to be 90° within one arc minute. The pyramid base is a square of 20×20 mm^2 area. The pyramid is attached to the upper flange pointing upward. Inner faces are dielectrically coated for maximum reflection at 45° and for equal phase-shift between the two orthogonal polarizations. Therefore, reflections of the single beam onto the four inner faces of the pyramid creates the required 3D σ^+/σ^- polarization configuration for the trap inside the pyramid.[9] In addition, outside the pyramid, the laser field configuration allows driving either σ^+/σ^+ or σ^-/σ^- vertical velocity selecting Raman transitions[7] needed to realize the interferometer and the detection.

We now characterize the performances of the interferometer using the pyramid. The measurement of g is extracted from the frequency chirp of the Raman laser difference that compensates exactly the time-dependent Doppler shift, as described in.[19] Figure 2 displays the fringe pattern obtained for the maximal total interferometer duration of 80 ms and a Raman pulses sequence $\tau-2\tau-\tau$, with $\tau=9$ μs. The fringe pattern is obtained by scanning the transition probability between hyperfine quantum states versus the interferometer phase-shift induced by a phase jump on the Raman lasers phase difference between the second and the third pulse. The vibration noise is reduced by using corrections obtained from the signal of a highly sensitive seismometer.[8] We obtain a contrast of 19% and a signal to noise ratio of 23 shot to shot at half fringe.

Continuous gravity measurements have been recorded during 50 h and agree with the results of predicted earth's tides,[21] as displayed on Fig. 3. In order to track fluctuations of gravity, we servo-lock the value of the frequency chirp to compensate for the Doppler effect at any time. The error signal of the servo-loop is calculated from the difference of alternative measurements on the two sides of the central fringe.

Figure 4 shows the Allan standard deviation of the relative g measurements when subtracting the tides signal calculated from the model. The sensitivity improves as 1.7×10^{-6} m s^{-2} $\tau^{-1/2}$ up to 1000 s, where τ is the measurement time. This correspond to a relative short term sensitivity to g at one second of 1.7×10^{-7}). This performance lies about one order of magnitude above best atomic gravimeters.[5,8] The technical limits were attributed to residual vibrations on the platform on one hand and spurious phase noises on the microwave reference frequency used for the Raman transitions on the other hand. Long term stability reaches a flicker floor below 5×10^{-9} g. Its limit is attributed to fluctuations of the systematic error corresponding to Raman laser wave-front distortions.

The wavefront distortion from the reflections leads to a systematic effect on the interferometer phase. We evaluate this phase shift as a function of the transverse expansion of the cloud by changing the temperature during the molasses phase. We found a linear dependence of about 5×10^{-7} m s^{-2} per microkelvin. Finally, we have also estimated the modification of the effective wave-vector of the Raman transition by the Rb background pressure compared to perfect vacuum, which leads to a systematic error of the level of 6×10^{-8} m s^{-2}.

These performances, which have been obtained despite a moderate contrast, can be improved in many ways. Higher atom number, which enables a thinner velocity class selection by the Raman transition, can be achieved with higher

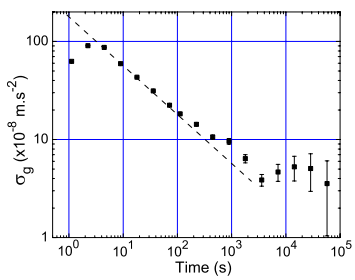

FIG. 4. (Color online) Allan Standard deviation of relative gravity measurements corrected from the Earth's tides.

Downloaded 08 Apr 2010 to 145.238.204.148. Redistribution subject to AIP license or copyright; see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

laser power. This will also allow for a larger laser beam size and Raman detuning, thus reducing transverse laser intensity variations and the decoherence by spontaneous emission (3.6% in this experiment). Improvement of the pyramid reflector will reduce the intensity and phase inhomogeneities across the beam. Because of the radial expansion of the cloud, the transverse motion of the atoms or a change in their initial position, these homogeneities result in a reduction of the contrast, from 31% for $2T=2$ ms to 19% for $2T=80$ ms. In our experiment, the better contrast was obtained when atoms were located far from the dark lines corresponding to the edges of the pyramid faces.

In conclusion, we demonstrated that a pyramidal reflector allows to realize a compact atomic gravimeter with only one laser beam of moderate power. The short term sensitivity was limited by technical noises, which can be reduced to 6×10^{-8} g $\tau^{-1/2}$, as demonstrated in another experiment with similar parameters (interrogation time, vibration level of the ground, repetition rate, number of atoms).[22] The fundamental limit, which is due to the atomic shot noise, has been estimated to be 3×10^{-8} g $\tau^{-1/2}$, and can be pushed down with larger laser power. Compared to commercial ballistic corner cube gravimeters, these performances are already comparable with compact models,[23] and can reach performances at the level of the state of the art.[24]

The reduction in the complexity leads to a drastic reduction of the volume of the physical package from few hundred to few liters. As it also simplifies the optical bench and requires only a moderate optical power, similar reduction of the size of the optical part is also expected compared to these of standard cold atom experiments (for example by using an all fibered system[25]). Moreover, this gravimeter is scalable: increasing or decreasing the size of the pyramid and the height of free fall allows to change in the same time the expected performances by changing the number of collected atoms and the interrogation time. Such a system, combined with a compensation of the residual vibrations by correlation with the signal of a mechanical seismometer,[26] opens the way for practical field applications in gravimetry and more generally in inertial force measurements with atom interferometry.

We would like to thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (EuroQUASAR/IQS project, Contract No. 07-EuroQUASAR-FP-004_IQS) for financial support. Q.B. thanks the CNES for supporting his work.

[1] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Nature (London) **400**, 849 (1999).
[2] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, and S. Topçu, IEEE Trans. Instrum. Meas. **54**, 850 (2005).
[3] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, Science **315**, 74 (2007).
[4] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
[5] H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann, S. Chu, and K. Y. Chung, Phys. Rev. Lett. **100**, 180405 (2008).
[6] R. E. Bell, V. A. Childers, R. A. Arko, D. D. Blankenship, and J. M. Brozena, J. Geophys. Res. **104**, 15281, doi:10.1029/1999JB900122 (1999).
[7] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[8] J. Le Gouët, T. E. Mehlsäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B **92**, 133 (2008).
[9] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe, Opt. Lett. **21**, 1177 (1996).
[10] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, L. Maleki, J. L. Bliss, and K. G. Libbrecht, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1161 (2003).
[11] A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo, Opt. Commun. **200**, 231 (2001).
[12] J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot, Opt. Commun. **157**, 303 (1998).
[13] R. S. Williamson III, P. A. Voytas, R. T. Newell, and T. Walker, Opt. Express **3**, 111 (1998).
[14] M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold, Opt. Express **17**, 13601 (2009).
[15] S. Pollock, J. P. Cotter, A. Latiotis, and E. A. Hinds, Opt. Express **17**, 14109 (2009).
[16] P. Bouyer and A. Landragin, Patent No. WO 2009/118488 A2 (published on October 1, 2009).
[17] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991).
[18] Ch. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
[19] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 643 (2006).
[20] The pyramidal reflector have been realized by Optique de Précision J. Fichou, 30 rue de la Garenne, 94260 Fresnes, France.
[21] The model was carried out by applying the PETGTAB software, version 3.01, produced by G. Wenzel, Institut für Erdmessung, University of Hannover, Germany.
[22] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi, and A. Landragin, Phys. Rev. A **80**, 063604 (2009).
[23] J. M. Brown, T. M. Niebauer, B. Richter, F. J. Klopping, J. G. Valentine, and W. K. Buxton, Eos Trans. AGU **80**, 355 (1999).
[24] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, and F. Klopping, Metrologia **32**, 159 (1995).
[25] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 673 (2006).
[26] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009).

Downloaded 08 Apr 2010 to 145.238.204.148. Redistribution subject to AIP license or copyright; see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

Bibliographie

[1] J. Dubois et M. Diament. *Géophysique*. Dunod ed., 2005.

[2] Le Système International d'unités. *BIPM*, 7ème édition, 1998.

[3] W. Torge. *Gravimetry*. de Gruyter, 1989.

[4] C. Volet. Mesure de l'accélération de la pesanteur, au Pavillon de Breuteuil. *CR Acad. Sci. Paris*, 235:442–444, 1952.

[5] A. Sakuma. Etat actuel de la nouvelle détermination absolue de la pesanteur au Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres. *Bull. Géod.*, 69:249–260, 1963.

[6] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, et F. Klopping. A new generation of absolute gravimeter. *Metrologia*, 32:159–180, 1995.

[7] I. Marson et J. E. Faller. g - the acceleration of gravity : its measurement and its importance. *J. Phys. E.*, 19:22–32, 1986.

[8] J. E. Faller et I. Marson. Ballistic methods of measuring g - the direct free-fall and symmetrical rise-and-fall methods compared. *Metrologia*, 25:49–55, 1988.

[9] A. Germak, S. Desogus, et C. Origlia. Interferometer for the IMGC riseand-fall absolute gravimeter. *Metrologia*, 39:471–475, 2002.

[10] G. D'Agostino. *Development and metrological characterization of a new transportable absolute gravimeter*. Thèse de Doctorat, Politecnico di Torino, Scuola di Dottorato, 2005.

[11] A. L. Vitushkin et J. E. Faller. Measurement results with a small cam-driven absolute gravimeter. *Metrologia*, 39:465–469, 2002.

[12] Ch. Rothleitner, S. Svitlov, H. Mérimèche, H. Hu, et L. J. Wang. Development of new free-fall absolute gravimeter. *Metrologia*, 46:283–297, 2009.

[13] W. Torge. The present state of relative gravimetry. *Proc. Gen. Meeting of the IAG*, pages 319–324, 1982.

[14] M. Kasevich et S. Chu. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67:181–184, 1991.

[15] Ch. J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labeling. *Phys. Lett. A*, 140:110–112, 1989.

[16] Ch. J. Bordé. Atomic interferometry and laser spectroscopy. *Laser spectroscopy X, World Scientific*, pages 239–245, 1991.

[17] A. Peters, K. Y. Chung, et S. Chu. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400:849–852, 1999.

[18] A. Peters, K. Y. Chung, et S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38:25–61, 2001.

[19] 1ère CGPM, 1889 (CR, 34-38) : sanction des prototypes internationaux du mètre et du kilogramme. 1890.

[20] 3ème CGPM, 1901 (CR, 70) : déclaration relative à l'unité de masse et à la définition du poids; valeur conventionnelle de g_n. 1901.

[21] Z. Silvestri. *Caractérisation physico-chimique de surface des étalons de masse.* Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2005.

[22] G. Girard. International report: the third periodic verification of national prototypes of the kilogram (1988-1992). *Metrologia*, 31(4):317–336, 1994.

[23] R. S. Davis. The SI unit of mass. *Metrologia*, 40(6):299–300, 2003.

[24] CIPM, Résolution 2 : définitions des unités électriques. 20:129–137, 1946.

[25] 14ème CGPM, 1971 (CR, 78 et *Metrologia*, 1972, **8**, 36) : unité SI de quantité de matière (*mole*). 1971.

[26] 16ème CGPM, 1979, Résolution 3 (CR, 100 et *Metrologia*, 1980, **16**, 56) : unité SI d'intensité lumineuse (*candela*). 1979.

[27] 20ème CGPM, 1995, Résolution 5. page 222, 1996.

[28] 21ème CGPM, 1999, Résolution 7. page 331, 2000.

[29] M. Gläser. Tracing the atomic mass unit to the kilogram by ion accumulation. *Metrologia*, 40:376–386, 2003.

[30] E. T. Frantsuz, V. M. Khavinson, G. Genevès, et F. Piquemal. A proposed superconducting magnetic levitation system intented to monitor stability of the unit of mass. *Metrologia*, 33:189–196, 1996.

[31] P. Becker, H. Bettin, H-U. Danzebrink, M. Gläser, U. Kuetgens, A. Nicolaus, D. Schiel, P. De Bièvres, S. Valkiers, et P. Taylor. Determination of the Avogadro constant via the silicon route. *Metrologia*, 40:271–287, 2003.

[32] P. Becker. Tracing the definition of the kilogram to the Avogadro constant using a silicon single crystal. *Metrologia*, 40:366–375, 2003.

[33] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, et S. Topsu. The BNM Watt Balance Project. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 54(2):850–853, 2005.

[34] P. Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI, Observatoire de Paris, 2006.

[35] J. Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Observatoire de Paris, 2008.

[36] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Genevès, A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project. *Metrologia*, 45:265–274, 2008.

[37] H. Baumann, E.E. Klingelé, A.L. Eichenberger, P. Richard, et B. Jeckelmann. Evaluation of the local value of the Earth gravity field in the context of the new definition of the kilogram. *Metrologia*, 46:178–186, 2009.

[38] B. P. Kibble. A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method. *Atomic Masses and Fondamental Constants 5, J. H. Sanders and A. H. Waptra ,Eds. New York : Plenum*, pages 545–551, 1976.

[39] K. von Klitzing. The quantized Hall effect. *Review of Modern Physics*, 58(3):519–531, 1986.

[40] B. D. Josephson. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Phys. Lett.*, 1(7):251–253, 1962.

[41] CIPM, Recommandation 1 : Représentation du volt au moyen de l'effet Josephson. 1988.

[42] CIPM, Recommandation 2 : Représentation de l'ohm au moyen de l'effet Hall quantique. 1988.

[43] I. Robinson et B. P. Kibble. The NPL moving coil apparatus for measuring Planck's constant and monitoring the kilogram. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 46(2):596–600, 1998.

[44] E. R. Williams, R. L. Steiner, D. B. Newell, et P. T. Olsen. Accurate measurement of the Planck constant. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2404–2407, 1998.

[45] A. Eichenberger, B. Jeckelmann, et P. Richard. Tracking Planck's constant to the kilogram by electromechanical methods. *Metrologia*, 40:356–365, 2003.

[46] A. Picard, M. Stock, H. Fang, T. J. Witt, et D. Reymann. The BIPM watt balance. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 56:538–542, 2007.

[47] Z. Zhang, Q. He, et Z. Li. An approch for improving the watt balance. *Digest of Conf. on Precision Electric Measurements (CPEM), Torino, Italy*, 2006.

[48] C. M. Sutton. On Watt balance design for a non-artefact kilogram. *Proceedings of Asian-Pacific Symposium on Mass, Force and Torque*, pages 1–10, 2007.

[49] A. Eichenberger, G. Genevès, et P. Gournay. Determination of the Planck constant by means of a watt balance. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 172:363–383, 2009.

[50] I. Robinson et P. Lovelock. The design of the third generation NPL watt balance. *Digest of Conf. on Precision Electric Measurements (CPEM), Torino, Italy*, pages 124–125, 2006.

[51] R. L. Steiner, E. R. Williams, R. Liu, et D. B. Newell. Uncertainty improvements of the NIST electronic kilogram. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 56(2):592–596, 2007.

[52] I. Robinson et B. P. Kibble. An initial measurement of Planck's constant using the NPL Mark II Watt balance. *Metrologia*, 44:427–440, 2007.

[53] P. J. Mohr et B. N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 1998. *Rev. Mod. Phys.*, 72(2), 2000.

[54] P. J. Mohr et B. N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2002. *Rev. Mod. Phys.*, 77, 2005.

[55] G. Genevès, P. Gournay, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, M. Lecollinet, L. Chassagne, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, S. Topsu, D. Haddad, A. Gosset, Z. Silvestri, P-A. Meury, T. Madec, et S. Macé. La balance du watt : vers une nouvelle définition de masse ? *Rev. Franç. de Métrologie*, 9, 2007.

[56] F. Villar. *Conception, réalisation et caractérisation de systèmes mécaniques pour l'expérience française de la "balance du watt"*. Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2008.

[57] D. Haddad. *Mesure et contrôle de position et de vitesse à l'échelle nanométrique : application à la balance du watt.* Thèse de Doctorat, Université de Versailles Saint-Quentin en Yvelines, 2004.

[58] M. Wakim. *Contôle de la position et de la vitesse d'une masse à l'échelle nanométrique : application à la balance du watt du LNE.* Thèse de Doctorat, Université de Versailles Saint-Quentin en Yvelines, 2008.

[59] P-A. Meury. *Alliages métalliques pour l'étalon de masse de la balance du watt et des références secondaires.* Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2005.

[60] N. Debeglia, M. Donsimoni, F. Dupont, et J. F. Vernoux. Expertise géologique, hydrogéologique et gravimétrique d'un site situé au Laboratoire National d'Essais à Trappes (Yvelines). *BRGM/RC-51240-FR*, 2001.

[61] J. Peterson. Observations and modeling of seismic background noise. *USGS Open file Rept*, 1993.

[62] P. Jousset. *Microgravimétrie et gravimétrie en volcanologie : méthodologie et application au volcan Merapi, Java, Indonésie.* Thèse de Doctorat, Université de Paris VII, 1996.

[63] I. M. Longman. Formulas for computing the tidal accelerations due to the moon and the sun. *J. Geophys. Res.*, 64:2351–2355, 1959.

[64] P. Jousset, M. Van Ruymbeke, S. Bonvalot, et M. Diament. Performance of two Scintrex CG3M instruments at the fourth International Comparison of Absolute Gravimeters. *Metrologia*, 32:231–244, 1995.

[65] S. Bonvalot, M. Diament, et G. Gabalda. Continuous gravity recording with Scintrex CG-3M meters: a promising tool for monitoring active zones. *Geophys. J. Int.*, 135:470–494, 1998.

[66] Z. Jiang, M. Becker, O. Francis, A. Germak, V. Palinkas, P. Jousset, J. Kostelecky, F. Dupont, C. W. Lee, C. L. Tsai, R. Falk, H. Wilmes, A. Kopaev, D. Ruess, M. C. Ullrich, B. Meurers, J. Mrlina, S. Deroussi, L. Métivier, G. Pajot, F. Pereira Dos Santos, M. van Ruymbeke, S. Naslin, et M. Ferry. Relative Gravity Measurement Campaign during the 7th International Comparison of Absolute Gravimeters (2005). *Metrologia*, 46:214–226, 2009.

[67] O. Francis, T. van Dam, et A. Germak. Results of the European Comparison of Absolute Gravimeters in Walferdange (Luxembourg) of November 2007. Chania, Crete, Greece, 2008. GGEO.

[68] Z. Jiang, L. Tisserand, K. U. Kessler-Schulz, H. R. Schulz, V. Palinkas, C. Rothleitner, O. Francis, P. Joussey, D. Lequin, S. Merlet, J. Mäkinen, et M. Becker. Result of the BIPM Relative Gravity Measurement Campaign during the 7th International Comparison of Absolute Gravimeters (2009). *Terrestrial Gravimetry Static and Mobile Measurements (TG-SMM 2010)* Symp. Proc. *(St Petersburg, Russie)*, 2010.

[69] D. W. Allan. Time and frequency (time domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr, freq. Control*, 34:647–654, 1987.

[70] P. Melchior. *The tides of the planet Earth.* Pergamon press, 1978.

[71] H. G. Wenzel. Tide-generating potential for the Earth. *Springer*, pages 9–26, 1997.

[72] O. Francis. *Modèle global des marées océaniques obtenu par inversion de mesures marégraphiques, gravimétriques et altimétriques.* Thèse de Doctorat, Université Louvain la Neuve, Belgique, 1993.

[73] O. Francis et V. Dehant. Recomputation of green's functions for loading estimations. *Bull. Inf. Marées Terrestres*, 100:6962–6986, 1987.

[74] Y. Tamura. A harmonic development of the tide generating potential. *Bull. d'Inf. Marées Terrestres*, 99:6813–6855, 1987.

[75] J. B. Merriam. Atmospheric pressure and gravity. *Geophys. J. Int.*, 109:488–500, 1992.

[76] International Absolute Gravity Basestation Network (IAGBN), Absolute Gravity Observations, Data Processing Standards and Station Documentation (Int. Grav. Com. - WGII: World Gravity Standards). *Bur. Grav. Int. Bull. d'Inf. Toulouse*, 63:51–57, 1988.

[77] Guochang Xu. *Sciences of Geodesy, Advances and Future Directions I.* Springer, 2010.

[78] J. M. Wahr. Deformation induced by polar motion. *J. Geophys. Res.*, 76:199–214, 1985.

[79] C. Kroner M. Naujoks, A. Weise et T. Jahr. Detection of small hydrological variations in gravity by repeated observations with relative gravimeters. *J. Geod.*, 10.1007/s00190-007-0202-9, 2007.

[80] O. Crommen T. Petermans K. Verbeeck B. Meurers T. Van Dam M. Van Camp, M. Vanclooster et A. Dassargues. Hydrological investigations at the Membach

station, Belgium, and application to correct long periodic gravity variations. *J. Geophys. Res.*, 111:B10403, 2006.

[81] S. Merlet, O. Francis, V. Palinkas, J. Kostelecky, N. Le Moigne, T. Jacobs, et G. Genevès. Absolute gravimetry measurements at LNE. *Terrestrial Gravimetry Static and Mobile Measurements (TG-SMM 2007)* Symp. Proc. *(St Petersburg, Russie)*, pages 173–174, 2007.

[82] X. Li et M. Chouteau. Three dimensional gravity modeling in all space. *Surv. Geophys.*, 19:339–368, 1998.

[83] K. Moeler, D.S. Weiss, M. Kasevich, et S. Chu. Theoritical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Phys. Rev. A*, 45:342–348, 1992.

[84] C. Cohen-Tannoudji. Interférométrie atomique. *Collège de France*, 1992-1993.

[85] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc, et A. Landragin. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer. *IEEE Trans. on Instrum. Meas.*, 57 (6):1141–1148, 2008.

[86] A. Peters. *High precision gravity measurement using atom interferometry.* Thèse de Doctorat, Stanford University, 1998.

[87] P. Wolf et P. Tourrenc. Gravimetry using atom interferometers : some systematics effects. *Phys. Lett. A*, 251:241–246, 1999.

[88] G. Sagnac. L'éther lumineux démontré par l'effet vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *CR Ac. Sci. Paris*, 95:708–, 1913.

[89] A. Gauguet. *Gyromètre à atomes froids : Etude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers.* Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2008.

[90] J. Fils, F. Leduc, Ph. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, et A. Landragin. Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope. *Eur. Phys. J. D.*, 36:257–260, 2005.

[91] D. A. Steck. Rubidium 87 D line data. *http://steck.us/alkalidata*, 2001.

[92] M. Cadoret S. Guellati-Khélifa C. Schwob F. Nez L. Julien P. Cladé, E. de Mirandes et F. Biraben. Determination of the fine structure constant based on Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 96:033001, 2006.

[93] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, et A. Landragin. Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer. *Phys. Rev. A*, 78, 2008.

[94] P. Cladé. *Oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids et mesure de la constante de structure fine.* Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, Laboratoire Kastler Brossel, 2005.

[95] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, et A. Clairon. Cold Collision Frequency Shifts in a ^{87}Rb Atomic Fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3117–3120, 2000.

[96] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, et G. M. Tino. Determination of the Newtonian Gravitational Constant using Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 2005.

[97] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert de Saint Vincent, R.A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, et P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 79:061406, 2009.

[98] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K.T. Therkildsen, A. Clairon, et A. Landragin. Compact laser system for atom interferometry. *Appl. Phys. B*, 84:643–646, 2006.

[99] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, et H. G. Robinson. Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 39:680–682, 1981.

[100] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, et P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Opt. Comm.*, 266:609–613, 2006.

[101] G. Santarelli, M. Lours, et G. D. Rovera. Low-noise phase lock of high spectral purity 100 MHz VCXO to a high stability 10 MHz reference oscillator. *Elec. Lett.*, 32(10):866, 1996.

[102] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäuler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic interferometer. *Appl. Phys. B*, 92:133–144, 2008.

[103] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, et P. Rouchon. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46:87–94, 2009.

[104] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, et A. Landragin. Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Phys. Rev. Lett*, 103, 2009.

[105] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Double diffraction in an atomic gravimeter. *Phys. Rev. A*, 81:013617, 2010.

[106] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer, et A. Landragin. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Appl. Phys. Lett.*, 96:134101, 2010.

[107] T. J. Quinn. Guidelines for CIPM key comparisons carried out by Consultative Committees, BIPM, 1st March 1999 with modifications by the CIPM in October 2003. 1999.

[108] L. Vitushkin, M. Becker, Z. Jiang, O. Francis, T. M. van Dam, J. Faller, J-M. Chartier, M. Amalvict, S. Bonvalot, N. Debeglia, S. desogus, M. Diament, F. Dupont, R. Falk, G. Gabalda, C. G. L. Gagnon, T. Gattacceca, A. Germak, J. Hinderer, O. Jamet, G. Jeffries, R. Käker, A. Kopaev, J. Liard, A. Lindau, L. Longuevergne, B. Luck, E. N. Maderal, J. Mäkinen, B. Meurers, S. Mizushima, J. Mrlina, D. Newell, C. Origlia, E. R. Pujol, A. Reinhold, Ph. Richard, I. A. Robinson, D. Ruess, S. Thies, M. Van Camp, M. Van Ruymbeke, M. F. de Villalta Compagni, et S. Williams. Results of the Sixth International Comparison of Absolute Gravimeters, ICAG-2001. *Metrologia*, 39:407–424, 2002.

[109] S. Merlet, Q. Bodart, L. Timmen, O. Gitlein, N. Malossi, , A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 47:L9–L11, 2010.

[110] K. G. Campbell, A. E. Leanhardt, J. Mun, M. Boyd, E. W. Streed, W. Ketterley, et D. E. Pritchard. Photon Recoil Momentum in Dispersive Media. *Phys. Rev. Lett.*, 94:170403, 2005.

[111] F. Impens, P. Bouyer, et Ch. J. Bordé. Matter-wave cavity gravimeter. *Appl. Phys. B*, 84:603–615, 2006.

[112] F. Impens et Ch. J. Bordé. Space-time sensors using multiple-wave atom levitation. *Phys. Rev. A*, 80:031602, 2009.

[113] K. J. Hughes, J. H. T. Burke, et C. A. Sackett. Suspension of Atoms Using Optical Pulses, and Application to Gravimetry. *Phys. Rev. Lett.*, 102:150403, 2009.

[114] M. Robert de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel, et P. Bouyer. A quantum trampoline for ultra-cold atoms. *EPL*, 89:10002, 2010.

Résumé

Le projet balance du watt propose de relier la définition du kilogramme à la constante de Planck h. La pesée de la masse impliquée nécessite une détermination de l'accélération de la pesanteur g avec une exactitude meilleure que 10^{-8}. Cette thèse vise à réaliser cette détermination à l'aide d'un gravimètre atomique et d'un site gravimétrique dédié. Avec un gravimètre relatif caractérisé, une cartographie gravimétrique des deux massifs consacrés à l'expérience du LNE a été réalisée puis un modèle des variations de gravité a été développé. Il permet de déterminer la différence de gravité entre deux points dans un volume de 50 m^3 au dessus des massifs avec une incertitude inférieure à 3 μGal (3×10^{-8} $m.s^{-2}$). Entre les deux points centraux, l'incertitude est inférieure au μGal. La détermination absolue de g est réalisée avec un nouveau gravimètre absolu mobile à ondes de matière de ^{87}Rb. Sa conception repose sur le travail débuté en 2002 avec la réalisation d'un prototype dont les limites ont été identifiées. Les différents éléments de ce nouveau gravimètre sont caractérisés dans cette thèse. Les premiers signaux ont été obtenus en 2009 puis l'instrument a été le premier gravimètre atomique à participer à une comparaison internationale : l'ICAG'09 au BIPM. La caractérisation de l'instrument a été poursuivie sur le site du LNE où la sensibilité atteint un plateau à $0,4$ μGal après 100 min de mesure. Le budget d'incertitude obtenu de $5,4$ μGal a été éprouvé lors d'une comparaison bilatérale avec un FG5 : l'écart de mesure obtenu est de $(4,3 \pm 6,2)$ μGal (k=1).

Mots-clés

Gravimétrie, métrologie fondamentale, interférométrie atomique, atomes froids, transitions Raman stimulées, capteur inertiel, balance du watt.

Abstract

The watt balance project aims to link the kilogram definition to the Planck constant h. The weighting of the mass involved requires a determination of the acceleration g with an uncertainty better than 10^{-8}. This work aims to determine g with an atomic gravimeter and a dedicated gravimetric site. With a characterized relative gravimeter, a gravity mapping of the two pillars of the LNE experiment has been done and a model of the gravity variations has been performed. It gives an access to the gravity difference between two points in a 50 m^3 volume above the pillars with an uncertainty lower than 3 μGal (3 ± 10^{-8} $m.s^{-2}$). The gravity difference between the two centre points is lower than the μGal. The absolute determination of g is realized with a ^{87}Rb matter wave gravimeter. Its conception is based on a work started on 2002 with the realization of a prototype which capabilities have been identified. The different elements of this new gravimeter are detailed in this work. The first signals were obtained in 2009. The device was the first atomic gravimeter to participate to an international comparison: ICAG'09 at BIPM. The characterization of the device has then been continued on the gravimetric pillar at LNE where the sensitivity reach a floor at 0.4 μGal in 100 min. The accuracy budget is 5.4 μGal, it was tested during a bilateral comparison with an FG5: the difference is (4.3 ± 6.2) μGal (k=1).

Key words

Gravimetry, fundamental metrology, atom interferometry, cold atoms, stimulated Raman transitions, inertial sensor, watt balance.